

THÈSE DE DOCTORAT D'ÉTAT

Mention : Es Sciences Appliquées

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE PARIS

PAR

JAMES TEBOUL

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES APPLIQUÉES

ÉTUDE D'UNE LIAISON OPTOÉLECTRONIQUE APPLIQUÉE A LA
MESURE DE TRÈS FAIBLES DÉPLACEMENTS ET A LA RÉALISATION
D'UN HYGROMÈTRE DE SONDAGE ATMOSPHÉRIQUE

Soutenue le 17 Mars 1970 devant la Commission d'Examen

MM. C. DUFOUR Président

M. FRANCON

Mme E. VASSY

} Examineurs

PARIS - 1970

THÈSE
DE
DOCTORAT D'ÉTAT

Mention : Es Sciences Appliquées

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE PARIS

PAR
JAMES TEBOUL

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES APPLIQUÉES

ÉTUDE D'UNE LIAISON OPTOÉLECTRONIQUE APPLIQUÉE A LA
MESURE DE TRÈS FAIBLES DÉPLACEMENTS ET A LA RÉALISATION
D'UN HYGROMÈTRE DE SONDAGE ATMOSPHÉRIQUE

Soutenue le 17 Mars 1970 devant la Commission d'Examen

MM. C. DUFOUR Président

M. FRANCON
Mme E. VASSY } Examineurs

PARIS - 1970

THESE
DE
DOCTORAT D'ÉTAT

Présentée par

Monsieur

AMANDUS

DE

LEIDEN



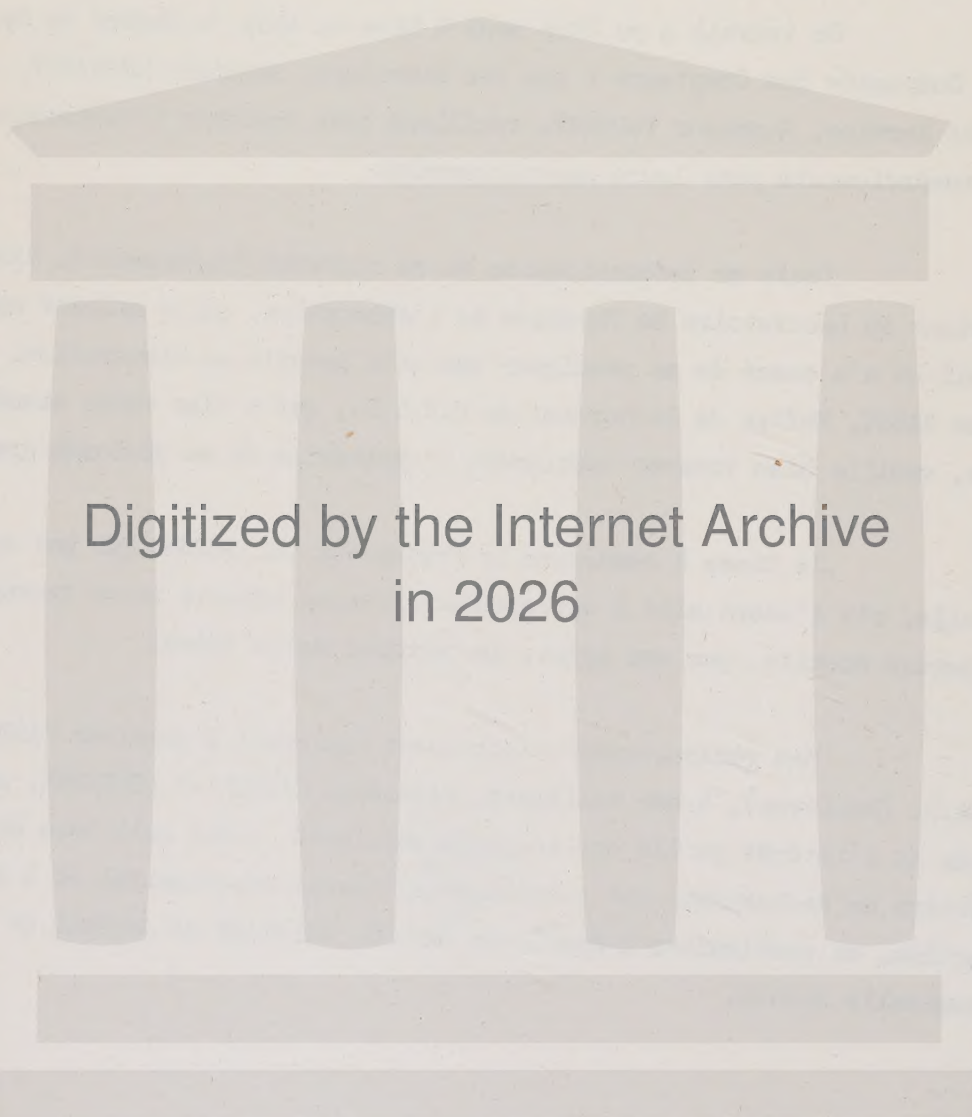
AVANT - PROPOS

Ce travail a pu être mené à bien au sein du Centre de Recherches de la Compagnie des Compteurs ; que son Directeur, Monsieur BREHANET, et mon Chef de Service, Monsieur TOURET, veuillent bien recevoir l'expression de mes vifs remerciements pour leurs encouragements.

Toute ma reconnaissance va au regretté Professeur E. VASSY, Directeur du Laboratoire de Physique de l'Atmosphère, qui a orienté mon travail et n'a cessé de me prodiguer ses avis jusqu'à sa disparition. Que Madame VASSY, Maître de Recherches au C.N.R.S., qui a bien voulu examiner cette thèse, veuille bien trouver doublement l'expression de ma profonde gratitude.

Je tiens à remercier le Professeur Ch. DUFOUR qui par ses conseils, m'a d'abord aidé à approfondir certains aspects de ce travail et m'a permis ensuite, par son appui, de terminer cette thèse.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur TARDIEU du C.N.R.S. (Bellevue), à mes collègues, Messieurs CARNEL et LEFEBVRE, pour l'aide et l'intérêt qu'ils ont toujours manifesté, ainsi qu'à tous ceux qui, au Centre de Recherches, ont participé au travail expérimental et à la rédaction, en particulier à Messieurs BRELOT, FELDMAN et JAFFARD et à Mademoiselle MAUGER.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543732_0019

TABLE DES MATIERES

I. INTRODUCTION	p. 7
II. CIRCUIT EQUIVALENT DE FONCTIONNEMENT ET DE BRUIT DES DETECTEURS QUANTIQUES A JONCTION AU SILICIUM.	
1. Problème	p. 11
2. Photodiodes.	p. 12
2.1. Photodiodes "mésa" : circuit équivalent en faibles signaux.	
2.1.1. Description de la photodiode "mésa" (type BP Y 13 de Radiotechnique)	
2.1.2. Détermination du circuit équivalent en faibles signaux en fonction de la fréquence.	
2.1.2.1. Modèle.	
2.1.2.2. Mesure de l'impédance complexe de la diode.	
2.1.2.3. Détermination du circuit équivalent.	
2.2. Photodiodes "planar".	p. 17
2.2.1. Description de la photodiode "planar" (type SGD.100 Edgerton)	
2.2.2. Circuit équivalent.	
2.3. Etude du bruit.	p. 19
2.3.1. Détermination du générateur de bruit par la méthode classique.	
2.3.1.1. Dispositif expérimental.	
2.3.1.2. Résultats.	
2.3.2. Détermination du générateur de courant de bruit par "double pesée".	
2.3.2.1. Principe et dispositif expérimental.	
2.3.2.2. Calcul de i_b .	
2.3.2.3. Résultats.	
2.3.3. Origine des bruits.	
2.3.3.1. Bruit thermique.	
2.3.3.2. Bruit de courant.	
2.3.3.3. Bruit en $\frac{1}{f}$.	
2.3.3.4. Interprétation expérimentale.	

- 2.3.4. Variation du bruit en fonction de la polarisation inverse.
- 2.3.5. Variation du bruit en fonction de la température.
- 2.3.6. Variation du bruit en fonction de l'éclairement.
- 2.3.7. Conclusions.
- 2.3.8. Détermination de la puissance quadratique équivalente au bruit P_N .
- 2.3.9. Comparaison entre une diode "mésa" et une diode "planar".
- 3. La jonction photovoltaïque dans la structure du transistor à effet de champ (photofet).
 - 3.1. Etude du schéma équivalent du photofet. p. 39
 - 3.1.1. Description.
 - 3.1.2. Modèle du circuit équivalent en faibles signaux.
 - 3.1.3. Détermination expérimentale des admittances réparties.
 - 3.1.4. Détermination de la transconductance.
 - 3.1.5. Détermination du générateur quantique de courant ΔI_G .
 - 3.1.6. Conclusion.
 - 3.2. Etude des générateurs équivalents de bruit. p. 50
 - 3.2.1. Caractéristiques théoriques du bruit.
 - 3.2.2. Méthode de mesure par double pesée.
 - 3.2.3. Mesure de e_b .
 - 3.2.4. Mesure de i_b .
 - 3.2.4.1. Théoriquement.
 - 3.2.4.2. Difficultés.
 - 3.2.4.3. Méthode par extrapolation.
 - 3.2.5. Schéma complet.
- 4. Comparaison du photofet au système diode-préamplificateur adapté. p. 56
- 5. Conclusion. p. 58

III. CAPTEUR OPTIQUE POUR LA MESURE DE FAIBLES DEVIEMENTS

1. Intérêt	p. 59
2. Définition du capteur	p. 59
2.1. Principe	
2.2. Notations	
2.3. Courbe d'étalonnage	
2.4. Evaluation du domaine de mesure D	
2.5. Traitement électronique des flux reçus	
3. Réalisation	p. 64
3.1. Capteur en fibres optique	
3.1.1. Domaine de mesure compris entre 0,2 et plusieurs millirad	
3.1.2. Domaine de mesure compris entre 30 et 200 μ	
3.2. Optique	
3.2.1. Montage optique	
3.2.2. Flux optiques	
3.2.3. Evaluation du flux parasite φ_1	
3.2.4. Flux recueillis sur les détecteurs	
3.3. Traitement électronique des signaux	p. 68
3.3.1. Fréquence de modulation	
3.3.2. Préamplificateur	
3.3.2.1. Transfert courant tension	
3.3.2.2. Impédance d'entrée	
3.3.2.3. Bande passante	
3.3.2.4. Bruit	
3.3.3. Annulation du flux parasite φ_1 (signal u'_1)	
3.3.4. Equilibrage des voies (signal u''_1)	
3.3.5. Somme des signaux (signal u_s)	
3.3.6. Démodulation synchrone	
3.3.7. Circuit de modulation de la diode émettrice	
4. Etude théorique de la loi $\alpha = F(e)$	p. 75
4.1. Définition des paramètres	
4.1.1. Etat de la surface de référence (M)	
4.1.2. Indicatrice sphérique du flux θ_0	
4.1.3. Rapport $\frac{R_2}{R_1}$	
4.1.4. Température	

4.2. Calcul dans le cas d'une surface parfaitement réfléchissante	p. 77
4.2.1. Expression du flux transmis	
4.2.2. Calcul de l'intégrale double	
4.2.3. Courbe d'étalonnage théorique (miroir parfait)	
4.2.4. Influence de θ_m	
4.2.5. Influence de $\frac{R_2}{R_1}$	
4.3. Cas d'une surface parfaitement diffusante	p. 83
4.4. Cas général	
5. Résultats expérimentaux et performances	p. 89
5.1. Description	
5.1.1. Tête de mesure	
5.1.2. Le coffret électronique comprend.	
5.2. Mise en oeuvre	p. 92
5.3. Sensibilité	p. 93
5.3.1. Expression	
5.3.2. Performances	
5.3.3. Résultats expérimentaux	
5.4. Linéarité et domaine de mesure	p. 97
5.4.1. Contrôle de la linéarité	
5.4.2. Etendue du domaine en fonction de $\frac{R_2}{R_1}$	
5.4.3. Etendue du domaine en fonction de θ_m	
5.4.4. Conclusion	p. 105
5.4.4.1. Cas d'une surface polie (bon état de surface)	
5.4.4.2. Cas d'une surface présentant le même état de surface (θ_m constant ou e_s constant)	
5.4.4.3. Cas d'une surface présentant un état de surface irrégulier (θ_m ou e_s varient)	
5.4.4.4. Détermination de R_1	
5.4.5. Applications	
5.4.5.1. Etude des déformations d'une membrane élastique (mesure de pression)	
5.4.5.2. Mesure d'un déplacement ou capteur de position pour asservissement.	

1. Choix d'un principe - intérêt	
2. Solution retenue	P. 115
2.1. Principe	
2.2. Le phénomène d'apparition de la rosée	
2.2.1. Conversion	
2.2.2. La surfusion	
2.2.2.1. Jusqu'à - 20°C	
2.2.2.2. Entre - 20°C et - 40°C	
2.2.2.3. Au-dessous de - 40°C	
3. Description et fonctionnement	P. 117
3.1. Chambre de mesure hygrométrique	
3.2. Bloc détecteur de rosée	P. 122
3.3. Bloc miroir	P. 125
3.3.1. Description	
3.3.2. Analogie électrique du bloc miroir	
3.3.3. Détermination de ρ_o , ρ_a	
3.3.4. Détermination de χ	
3.4. Circuit électronique	P. 134
3.5. Mesure du point de rosée	P. 134
3.6. Chaîne de régulation - stabilité	P. 136
3.6.1. Amplification électronique	
3.6.2. Expression du transfert entre la tension V appliquée et la variation de température du miroir	
3.6.3. Expression du transfert entre la variation de température du miroir $\Delta\theta$ et le dépôt de rosée ou de glace Δm	
3.6.4. Enfin de dépôt Δm correspond un signal électrique ξ_s proportionnel (voir fig. 7 du §3.2.)	
3.6.5. Expression complète du transfert et représentation du gain et du déphasage en fonction de la fréquence, en boucle ouverte.	
3.6.6. Stabilité de la chaîne en boucle fermée et temps de réponse	
3.6.7. Protection de la chaîne	

4. Mise en oeuvre, performances et essais	p. 141
4.1. Mesure des points de rosée	
4.1.1. Echelle en points de rosée	
4.1.2. Précision	
4.1.3. Temps de réponse	
4.1.3.1. Cas des larges variations de température	
4.1.3.2. Cas de la régulation	
4.1.4. Caractéristiques de l'air en essai	
4.1.5. Autonomie	
4.2. Essais en vol	p. 146
4.2.1. But et préparation du vol	
4.2.2. Description du vol	
4.2.3. Comportement technologique à l'intérieur de la nacelle	
4.2.4. Point de rosée	

<u>ANNEXE 1.</u> PERFORMANCES COMPAREES DE DIFFERENTS HYGROMETRES	p. 154
---	--------

<u>ANNEXE 2.</u> HUMIDITE SPECIFIQUE DE L'AIR	p. 157
---	--------

BIBLIOGRAPHIE	p. 162
---------------	--------

I - INTRODUCTION :

La liaison optoélectronique

La qualité d'une liaison optique dépend essentiellement des performances obtenues par le détecteur. Une étude comparative des différents détecteurs (cellules à vide, photomultiplicateurs, thermopiles, photoconducteurs etc...) montre que la jonction p n silicium présente, pour un rayonnement monochromatique compris entre 0,8 et 0,95 μ les meilleures performances de détectivité et de stabilité, outre ses avantages de simplicité, de mise en oeuvre et de faible encombrement. L'étude théorique du circuit équivalent de la jonction p n fonctionnant en générateur de courant photovoltaïque, prise isolément (diode planar ou msa) ou intégrée à une structure F.E.T., et celle du schéma équivalent de bruit à l'aide d'une méthode simple et spécifique, confirme les résultats expérimentaux.

Les méthodes décrites sont transposables à l'étude d'autres diodes à jonction fabriquées dans des matériaux différents (colonnes III, V et II, VI du tableau périodique des éléments). Ces diodes peuvent détecter le rayonnement infra-rouge dans des domaines situés entre 1 μ et 20 μ .

Les dispositifs expérimentaux et les instruments de physique habituels utilisant un flux lumineux pour une mesure directe sans contact ou comme support intermédiaire d'une information, se prêtent difficilement au traitement optoélectrique qui consiste généralement à transformer un flux énergétique (lumineux ou infrarouge) en un flux d'électrons. Le flux énergétique issu des sources classiques (rayonnement thermique) est en effet continu et il est souvent nécessaire de le moduler par un système mécanique ; ces sources sont peu stables, ont une surface d'émission mal définie et inhomogène ; leur consommation et leur encombrement sont importants. D'autre part, les détecteurs ne sont en général sensibles que dans un domaine de longueurs d'onde déterminé et une grande partie du flux émis par ces sources thermiques est perdue. Les détecteurs présentent enfin aux basses fréquences un bruit en $\frac{1}{f}$ qui limite considérablement les performances de la liaison.

L'utilisation des semi-conducteurs comme source de lumière a retrouvé un vif intérêt depuis 1962 avec la découverte de la première diode laser à jonction dans l'arséniure de gallium et la maîtrise progressive de la fabrication de diodes ayant un bon rendement quantique. La recombinaison de porteurs de charge dans certains matériaux semi-conducteurs se produit avec une émission de photons dans le visible ou l'infra-rouge ; lorsque la recombinaison radiative est due à l'introduction directe de porteurs, l'émission est appelée électroluminescence. La jonction p n réalise une injection simple de porteurs et présente un certain nombre de caractéristiques très utiles pour de multiples applications.

- 1 - La surface émettrice est petite et bien définie ; la diode présente un faible encombrement et une faible consommation (tension de polarisation 1,5 à 2,5 volts selon le matériau).
- 2 - L'émission est assez monochromatique : la longueur d'onde moyenne est proportionnelle au saut d'énergie de la bande interdite du semi-conducteur. Il est possible de couvrir actuellement, avec des mélanges à 2, 3 ou 4 semi-conducteurs des colonnes III et V ou II et VI du tableau périodique des éléments, un domaine de longueurs d'onde allant de $0,5\mu$ à 20μ mais le développement de telles diodes est directement lié à la maîtrise de la fabrication du matériau.
- 3 - Les diodes peuvent être modulées très simplement jusqu'à des fréquences de plusieurs centaines de MHz.
- 4 - Si le cristal support de la jonction p n est taillé ou clivé de façon à constituer une cavité Fabry-Perot, il y a émission stimulée laser au delà d'un certain seuil du courant d'injection.

En fait, les seules diodes ayant actuellement un rendement quantique suffisant pour des applications pratiques sont les diodes à arséniure de gallium. Elles émettent à $\lambda = 0,9\mu$ dans la zone de maximum de sensibilité des détecteurs au silicium.

Comme il s'agit le plus souvent de transmettre au flux et non de faire une imagerie optique précise, les filtres optiques constituent un moyen de liaison commode. Les trois éléments : diode électroluminescente à l'arséniure de gallium, filtres optiques, diodes photovoltaïques au silicium constituent donc une liaison optoélectronique privilégiée dont nous rappelons les avantages :

- 1 - liaison pouvant être facilement modulée par des moyens électroniques permettant l'utilisation d'une porteuse sous modulée par le phénomène à mesurer ou l'information utile.
 - amplification, stabilisation, contre réaction et traitement simplifiés.
 - bande passante réglable.
 - fréquence de modulation choisie dans le domaine de réponse du détecteur.
- 2 - monochromaticité et luminance spectrale supérieure aux sources thermiques.
- 3 - simplicité de mise en oeuvre (tension d'alimentation ne dépassant pas 5 volts, faible encombrement...)

Cette liaison permet ainsi de résoudre de nombreux problèmes. Nous avons choisi d'exposer deux qui intéressent la physique de l'atmosphère.

Le premier problème est la mesure d'un faible déplacement sans contact avec une très bonne précision indépendamment de la réflectivité de la surface. Le capteur de déplacement optique décrit permet par exemple de mesurer et de contrôler les dilatations d'une membrane déformable ou d'un liquide dans une colonne barométrique manométrique. Partant d'un modèle théorique du capteur, le calcul de la répartition des flux lumineux permet de tracer des courbes d'étalonnage qui sont vérifiées expérimentalement.

Le deuxième problème est la mesure de très faibles humidités à de très basses températures pour l'étude hygrométrique de l'atmosphère. L'étude théorique et expérimentale d'un hygromètre à point de rosée embarquable sur une fusée ou une nacelle ballon nous a permis de mettre au point un appareil très performant permettant en particulier la mesure de l'hygrométrie au passage de la tropopause à des températures de rosée de l'ordre de -80°C .

Nous avons développé d'autres applications :

- transmissionmètre à deux flux modulés pour la mesure de l'atténuation atmosphérique indépendamment des sensibilités et des rendements des diodes émettrices et réceptrices (1)*.
- mesure d'un champ magnétique à distance par rotation Faraday d'un flux polarisé et modulé traversant un barreau de flint (2) et (3)*.

On peut également envisager l'utilisation de cette liaison :

- en microdensitométrie,
- en diffractométrie,
- en analyse des gaz par absorption infrarouge (4)*.

* Références bibliographiques.

II CIRCUIT EQUIVALENT DE FONCTIONNEMENT ET DE BRUIT DES DETECTEURS QUANTIQUES A JONCTION AU SILICIUM.

1. Problème

Le problème principal qui se pose lorsque l'on étudie une liaison optique est celui de l'évaluation du rapport du signal recueilli sur le détecteur au bruit intrinsèque de ce détecteur. Ce bruit caractéristique du détecteur dépend de nombreux paramètres dont la fréquence, la température, la résistance de charge, le type même du détecteur, etc...

Il existe actuellement, du fait du développement des sources lumineuses électroluminescentes et de la maîtrise de la fabrication de l'arséniure de gallium, une liaison optique particulièrement privilégiée : celle qui utilise les diodes émettrices à l'AsGa émettant à $0,9\mu$ qu'on peut moduler simplement par injection jusqu'à des fréquences de quelques Mégahertz et les détecteurs à jonction au silicium. Ces détecteurs ont leur maximum de sensibilité à $0,9\mu$ et ont, dans leurs meilleures conditions d'emploi, une détectivité supérieure à celle des phototubes avec l'avantage d'une grande simplicité d'utilisation. Quant aux détecteurs photoconducteurs, bien que très sensibles, ils ont leurs caractéristiques qui varient considérablement avec la température et le vieillissement ; leur temps de réponse est d'autre part bien supérieur à celui des diodes à jonction. Les détecteurs thermiques s'excluent naturellement pour toutes les raisons précédentes combinées.

La détection utilisant la jonction pn silicium se présente sous deux formes : diode méso ou diode planar suivie d'un amplificateur très faible bruit à haute impédance d'entrée (le premier étage de l'amplificateur utilisant un transistor à effet de champ) ou jonction photosensible, grille-source d'un transistor à effet de champ constituant un détecteur original : le photofet.

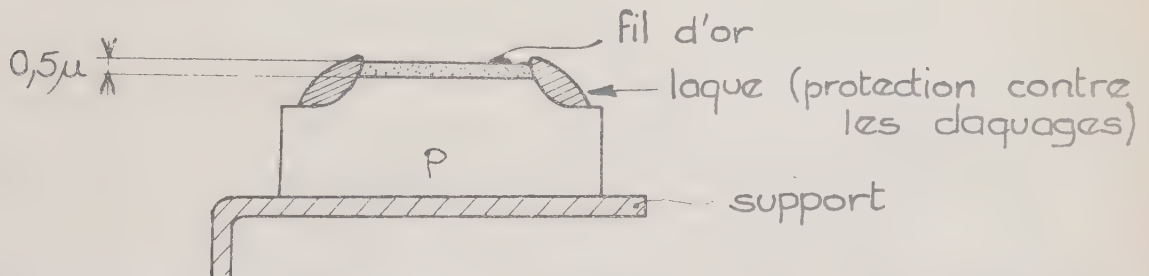
Afin de déterminer les conditions optima de fonctionnement de la liaison optique indiquée, nous avons été conduits à déterminer les circuits équivalents de bruit et de fonctionnement des différents types de jonctions.

2. Photodiodes

2.1. Photodiodes "mésa" : circuit équivalent en faibles signaux.

2.1.1. Description de la photodiode mésa (type BP Y 13 de Radiotechnique)

C'est une simple diode pn dont la région "n" est obtenue par diffusion sur un substrat de silicium type "p". La surface détectrice (12 mm^2) est définie par une attaque chimique du substrat et protégée par une laque.



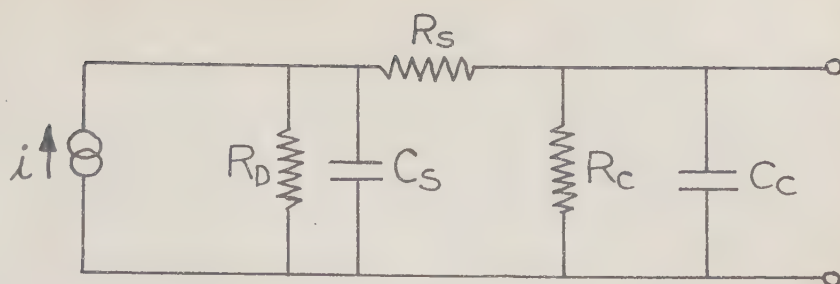
Lorsque la jonction est illuminée, un courant circule. La cellule développe une tension, c'est l'effet photovoltaïque bien connu. Les photons pénétrant dans le cristal avec des énergies supérieures à la bande interdite créent des paires électron-trou. Ces porteurs en excès par rapport aux densités dues à l'équilibre thermique vont diffuser à travers la barrière de potentiel de la jonction entraînant un changement de densité des charges donc du potentiel de part et d'autre de la zone de déplétion. Si une polarisation inverse est appliquée à la jonction, un courant circulera comme dans le cas précédent mais il se composera d'un photocourant et d'un courant d'obscurité. Ce courant d'obscurité reste constant dans des conditions données de polarisation et de température, mais le photocourant varie linéairement avec l'éclairement. Les avantages de la polarisation sont une meilleure sensibilité et un temps de réponse plus faible.

2.1.2. Détermination du circuit équivalent en faibles signaux en fonction de la fréquence.

2.1.2.1. Modèle

D'après la structure physique du composant et de la jonction "pn", il est possible de dessiner le circuit équivalent suivant :

modèle (1)


 $i \uparrow \bigcirc$

générateur de courant.

 C_S

capacité de jonction due aux charges d'espace. Cette capacité est inversement proportionnelle à la racine carrée de la tension inverse appliquée.

 R_D

résistance de jonction de la zone active. Sa valeur est très élevée (plusieurs megohms). En fait, l'admittance complexe de la jonction est la somme d'un terme réel $1/R_D$ et d'une susceptance qui décroît et devient rapidement négligeable lorsque la polarisation inverse augmente.

 R_S

représente les chutes ohmiques de potentiel dans les régions extérieures à la jonction et dans les contacts électriques.

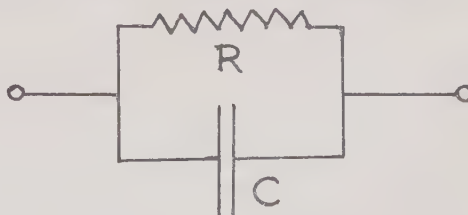
 $\left\{ \begin{array}{l} R_C \\ \text{et} \\ C_C \end{array} \right.$

ont été ajoutés pour tenir compte des capacités parasites dues aux connections et au boîtier, et des chutes de tension dues aux fuites de courant en surface.

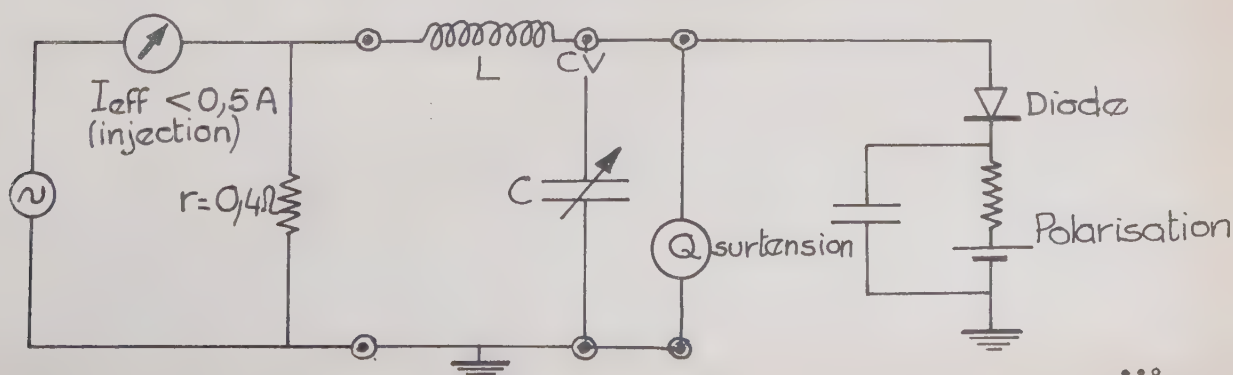
2.1.2.2. Mesure de l'impédance complexe de la diode.

La diode se présente sous la forme d'un dipôle d'impédance :

$$Z = R + \frac{1}{jC\omega}$$



La figure ci-dessous représente le montage qui nous a permis de mesurer l'impédance complexe de ce dipôle en fonction de la fréquence et de la tension inverse de polarisation. Ces mesures se font avec un Q-mètre Ferisol de 1 KHz à plusieurs mégahertz.



La diode est introduite dans un circuit résonnant constitué par une self étalonnée L, une capacité variable C. La mesure comprend deux étapes :

1ère étape : étalonnage.

La diode n'est pas branchée. On mesure la capacité C_1 et la surtension Q_1 à l'accord. Cette mesure tient compte de toutes les capacités et résistances parasites de câblage.

2ème étape : On met la diode, polarisée par une alimentation extérieure, dans le circuit. On obtient C_2 et Q_2 à l'accord. On en déduit :

$$C = C_1 - C_2 \quad \text{à } 1 \% \text{ près.}$$

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_2} - \frac{1}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 \times Q_2} \quad Q = C_1 R \omega$$

$$\text{d'où } R = \frac{1}{2\pi f} \frac{Q_1 Q_2}{C_1 (Q_1 - Q_2)}$$

Si l'on exprime :

R en mégohm

C en pF

f en KHz

La formule pratique s'écrit :

$$R = \frac{1,59 \cdot 10^2 \cdot Q_1 Q_2}{C_1 (Q_1 - Q_2) f}$$

Nous avons représenté sur la figure 1 l'impédance mesurée :

$$Z = R + \frac{1}{jC\omega} \quad \text{de la diode BP Y 13 A avec une polarisation de } -15 \text{ volts.}$$

2.1.2.3. Détermination du circuit équivalent

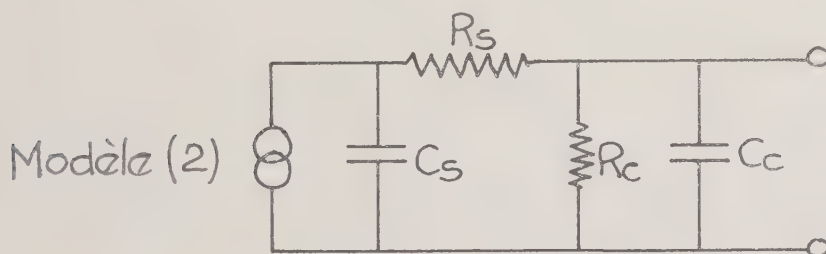
Pour déterminer les différents éléments du modèle théorique proposé, il suffit d'identifier l'impédance calculée de ce modèle à l'impédance obtenue expérimentalement, quelque soit la fréquence.

Il est avantageux, auparavant, de simplifier le modèle, en remarquant que :

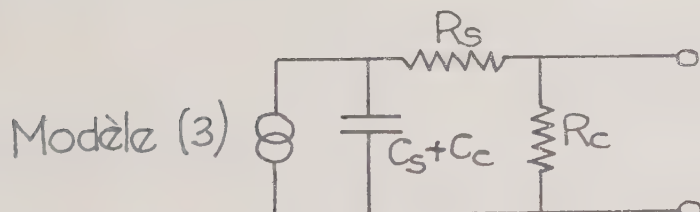
$$R_s \ll R_c \ll R_D$$

$$C_c \ll C_s$$

On obtient :



ou :



Le modèle (2) a une admittance qui s'écrit :

$$Y = \frac{1}{R_c} + p C_c + \frac{p C_s}{1 + R_s C_s p} \quad p = j\omega$$

$$R_e(Y) = \frac{R_s C_s^2 (R_c + R_s) \omega^2 + 1}{R_c (1 + R_s^2 C_s^2 \omega^2)}$$

$$I(Y) = \omega \frac{C_s + C_c + \omega^2 R_s^2 C_c C_s^2}{1 + R_s^2 C_s^2 \omega^2}$$

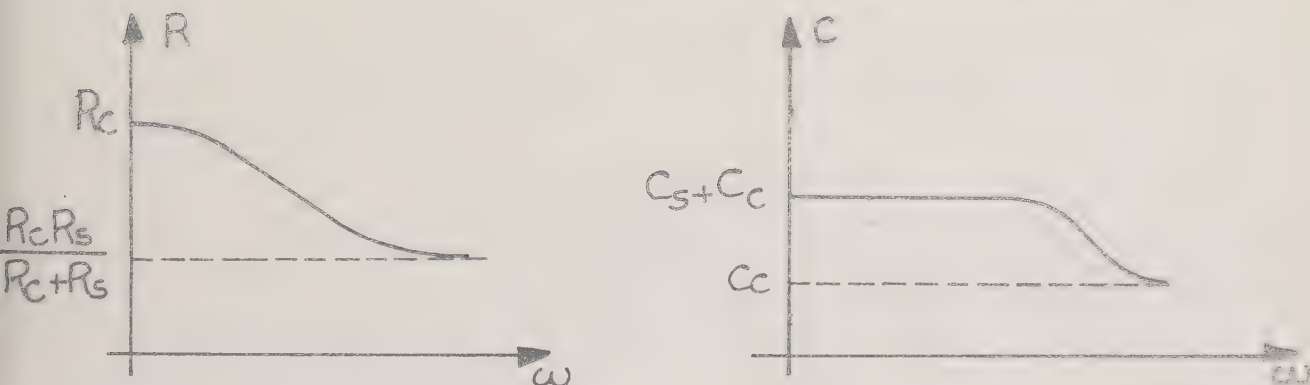
En identifiant :

$$\operatorname{Re}(Y) + j\operatorname{Im}(Y) = \frac{1}{R} + jC\omega$$

$$R = R_c \frac{1 + R_s^2 C_s^2 \omega^2}{1 + R_s C_s^2 (R_c + R_s) \omega^2}$$

$$C = \frac{C_s + C_c + \omega^2 R_s^2 C_c C_s^2}{1 + R_s^2 C_s^2 \omega^2}$$

D'où les courbes caractéristiques :



On déduit de la comparaison des courbes théoriques et expérimentales (fig. 1) :

$$R_c = 13 \text{ M}\Omega$$

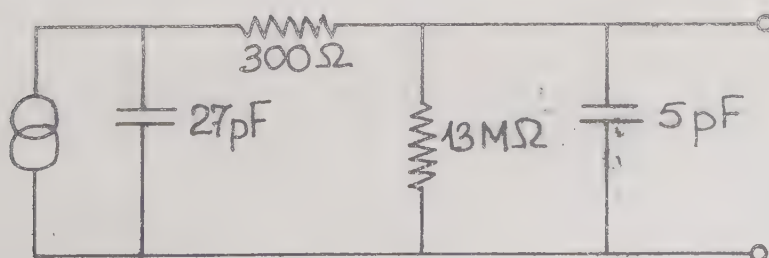
$$C_c = 5 \text{ pF}$$

$$C_s = 27 \text{ pF}$$

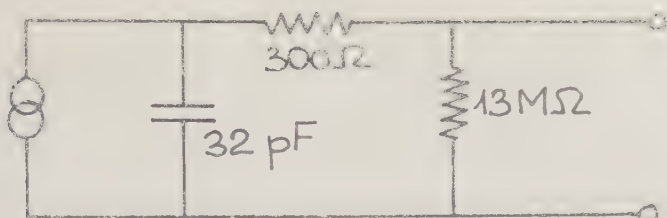
$$R_s = 300 \Omega$$

Lorsque la tension de polarisation est modifiée, seule C_s varie notablement selon une loi inversement proportionnelle à la racine carrée de la tension.

Le circuit équivalent de la diode BP Y 13 est donc le suivant :



ou en adoptant le modèle (3) :

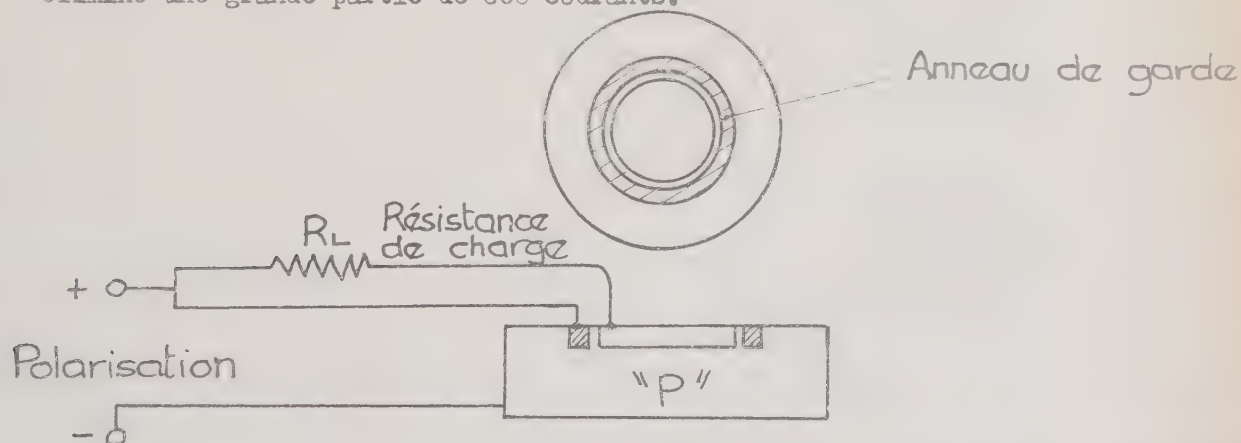


2.2. Photodiodes planar.

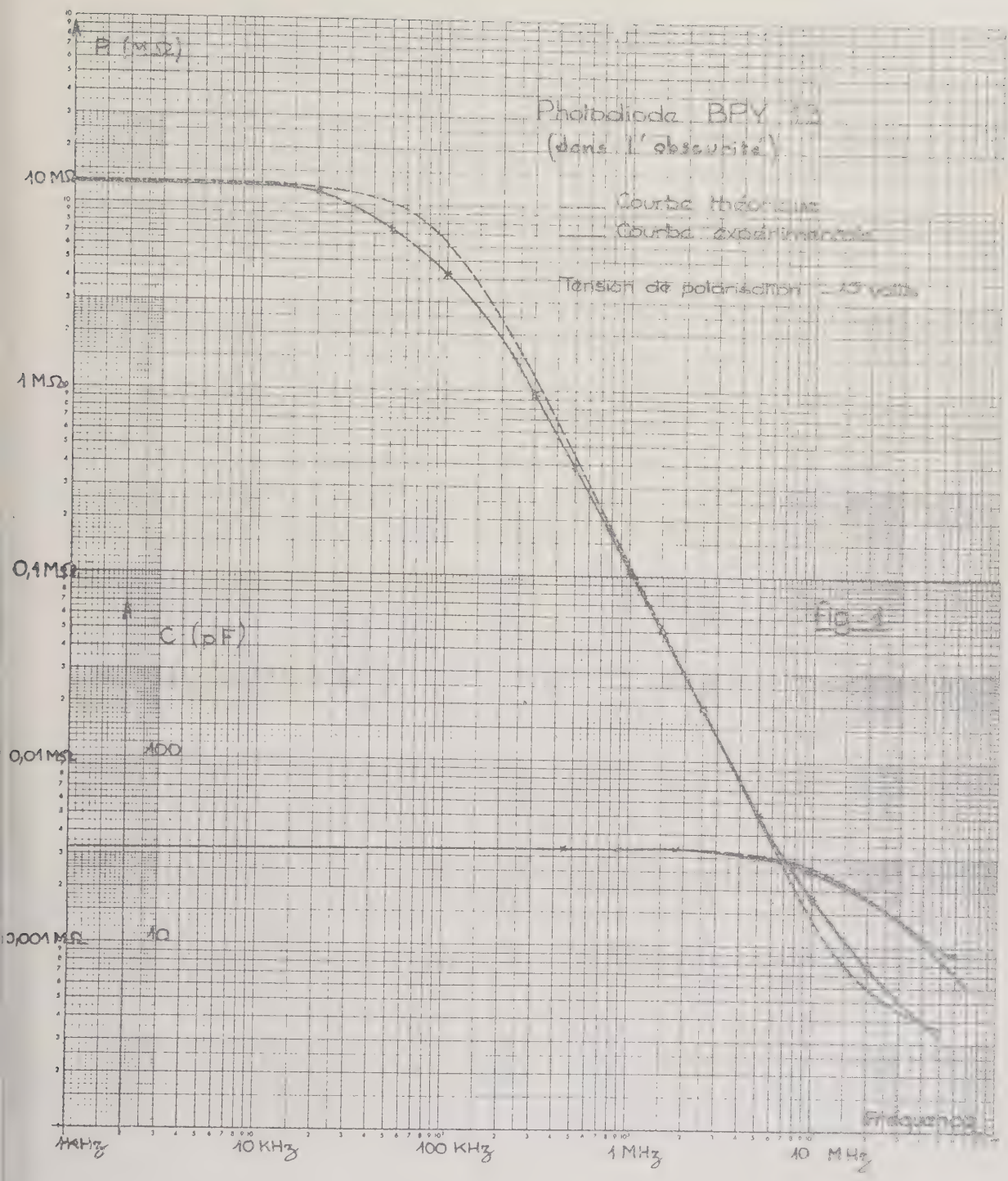
2.2.1. Description de la photodiode planar (type SCD.100 Edgerton).

Cette diode est fabriquée par un procédé de diffusion mais, contrairement au type mésar, les surfaces de la jonction sont passivées par un revêtement d'oxyde.

Le bruit des diodes étant essentiellement provoqué (comme nous le verrons ultérieurement) par les courants de fuite volumique de la jonction et surtout par les courants de surface, ces diodes possèdent un "anneau de garde" qui élimine une grande partie de ces courants.

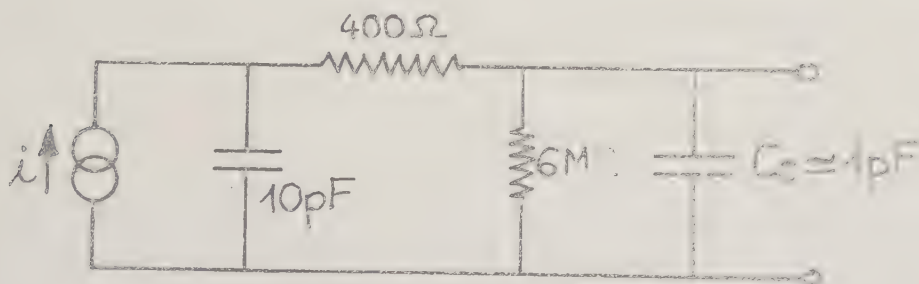


Grâce à l'anneau de garde, il est possible de polariser la diode à de plus hautes tensions inverses, ce que permet de diminuer C_g et d'augmenter la réponse en fréquence ou la résistance de charge.



2.2.2. Circuit équivalent.

Comme nous l'avons fait pour la diode BP Y 13, nous pouvons déterminer expérimentalement l'impédance du dipôle que constitue la diode et en déduire son circuit équivalent. C'est ce que nous avons représenté sur la figure 2 avec une polarisation inverse de 30 volts. Le circuit équivalent résultant est le suivant :



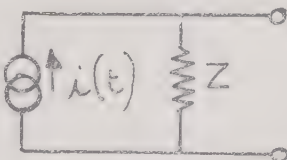
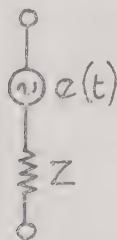
C_c peut être négligée.

2.3. Etude du bruit.

2.3.1. Détermination du générateur de bruit par la méthode classique.

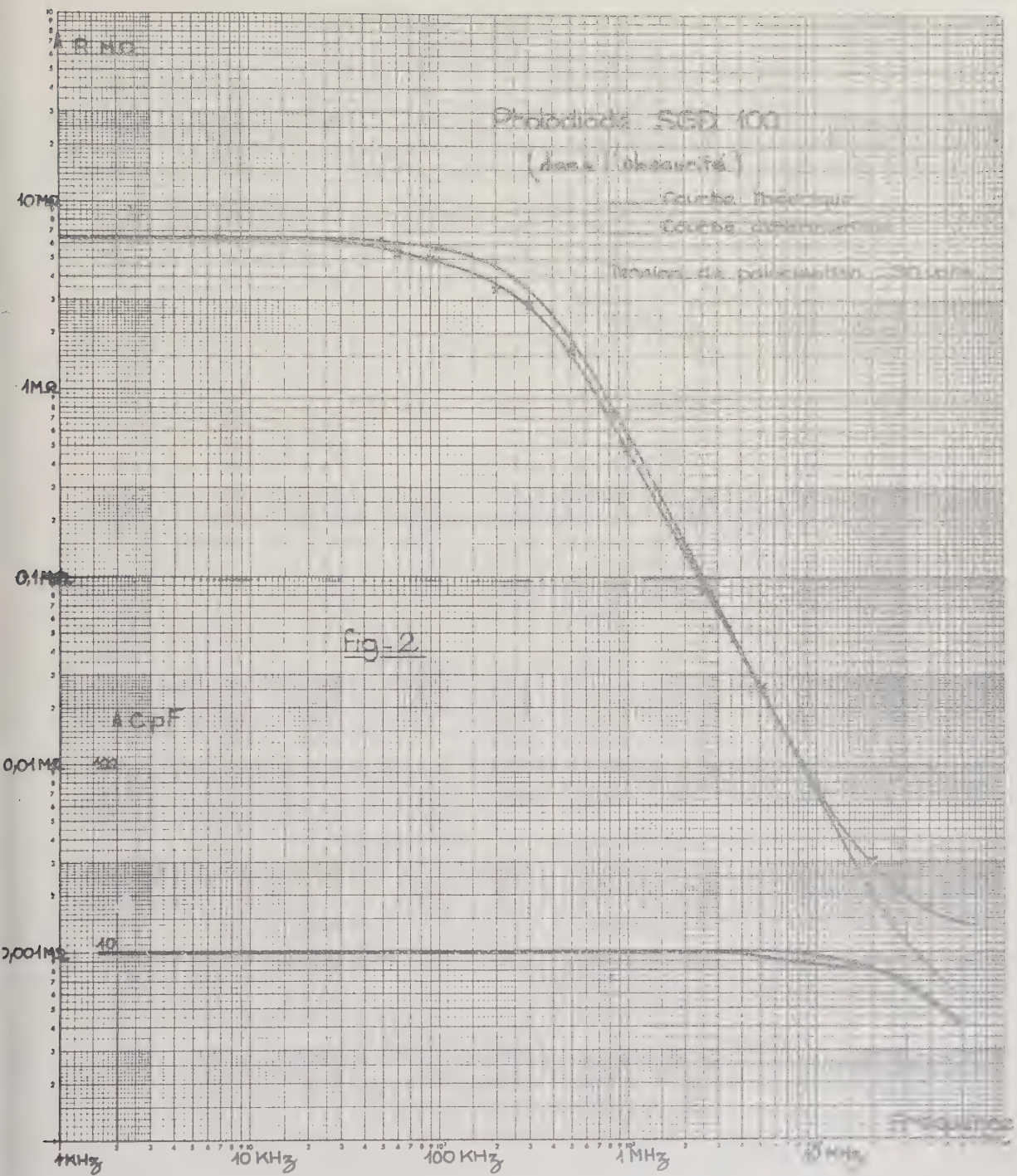
2.3.1.1. Dispositif expérimental.

On caractérise le bruit propre d'un dipôle d'impédance Z , soit par un générateur de courant en parallèle sur Z , soit par un générateur de tension en série. Les deux montages ci-après sont équivalents :

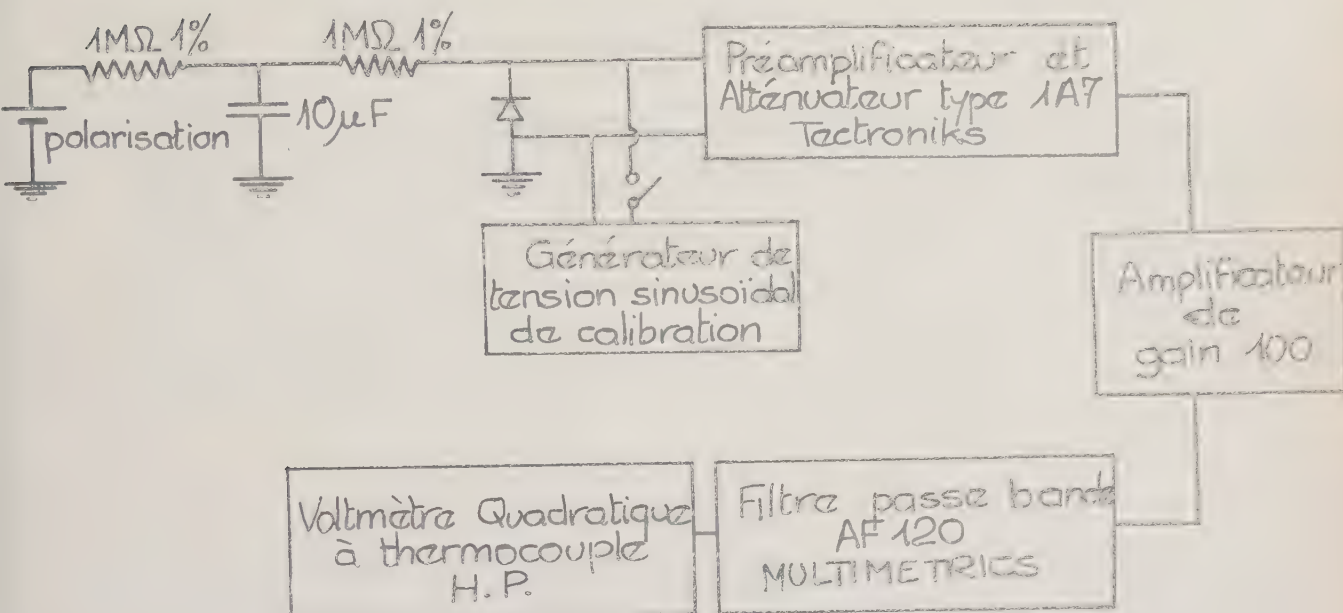


$$i(t) = \frac{e(t)}{Z}$$

On mesure en fait les valeurs quadratiques moyennes $\overline{i(t)^2}$ et $\overline{e(t)^2}$



Nous avons commencé par réaliser la chaîne de mesure consistant à amplifier et à analyser la tension de bruit.



Le préamplificateur a un bruit né à l'entrée bien inférieur (10 fois) à celui de la diode à mesurer.

Pour explorer le spectre de bruit de quelques hertz à 1 MHz, nous utilisons des filtres actifs passe-bande (réponse du type butterworth avec une pente d'atténuation de 24 dB par octave).

Un générateur sinusoïdal branché à l'entrée, dont la fréquence est centrée sur le milieu de la bande de fréquence sélectionnée, permet de mesurer le gain de la chaîne. Le signal injecté est rendu bien supérieur au bruit en insérant une atténuation de 10 ou de 100 (l'atténuateur fait partie du préamplificateur 1A7 Tectronics).

La diode, chargée par une résistance de $1\text{ M}\Omega$, est polarisée par une source extérieure limitée en courant par une deuxième résistance de $1\text{ M}\Omega$. La tension de polarisation est mesurée aux bornes de la résistance de charge.

Dans cette mesure, le bruit est considéré comme provenant d'un générateur de tension de bruit $\sqrt{e(t)^2} = e_b$. Pour chaque fréquence, on aura un générateur de courant équivalent :

$$i(t) = \frac{e(t)}{Z}$$

Dans Z , il faut inclure l'impédance du dipôle proprement dit (circuit équivalent), l'impédance de charge ($1 \text{ M}\Omega$) et l'impédance d'entrée du préamplificateur ($1 \text{ M}\Omega$, 47 pF). A basse fréquence, Z est pratiquement égal à $0,5 \text{ M}\Omega$; mais à partir de 10 KHz l'impédance diminue rapidement et les résultats deviennent imprécis. D'autre part, le bruit mesuré correspond à une bande Δf dont la largeur est difficilement déterminable avec précision.

2.3.1.2. Résultats

La meilleure représentation du bruit d'une diode étant de l'assimiler à un générateur de courant, la méthode ci-dessus présente l'inconvénient de nécessiter une correction.

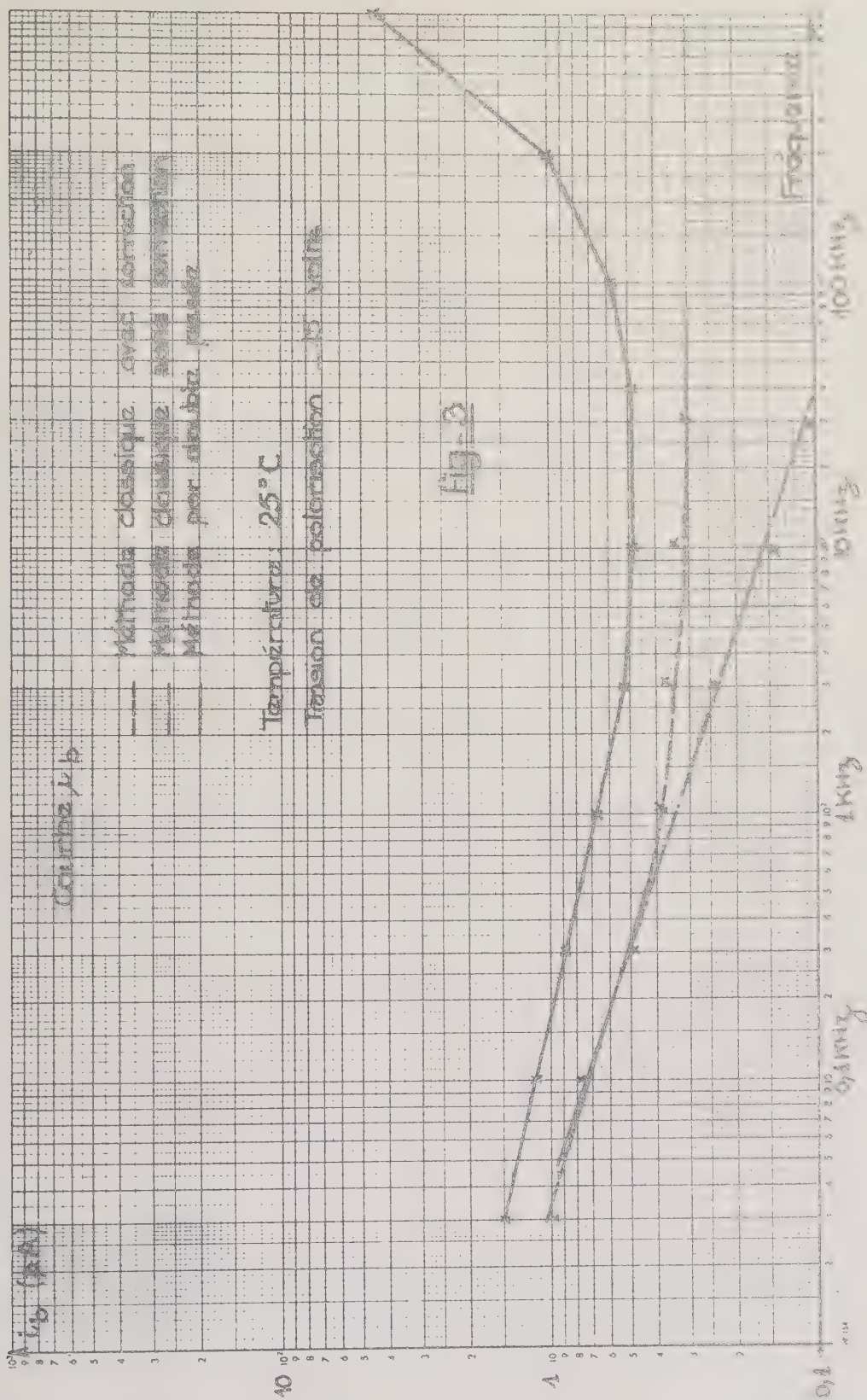
Nous avons représenté sur la figure 3 le courant de bruit $i_b = \sqrt{i(t)^2}$ en μA par $\text{Hz}^{-1/2}$ en fonction de la fréquence sans correction d'impédance et avec la correction. On notera qu'au-dessus de 30 KHz la mesure devient imprécise. Nous avons ainsi été conduits à imaginer une autre méthode.

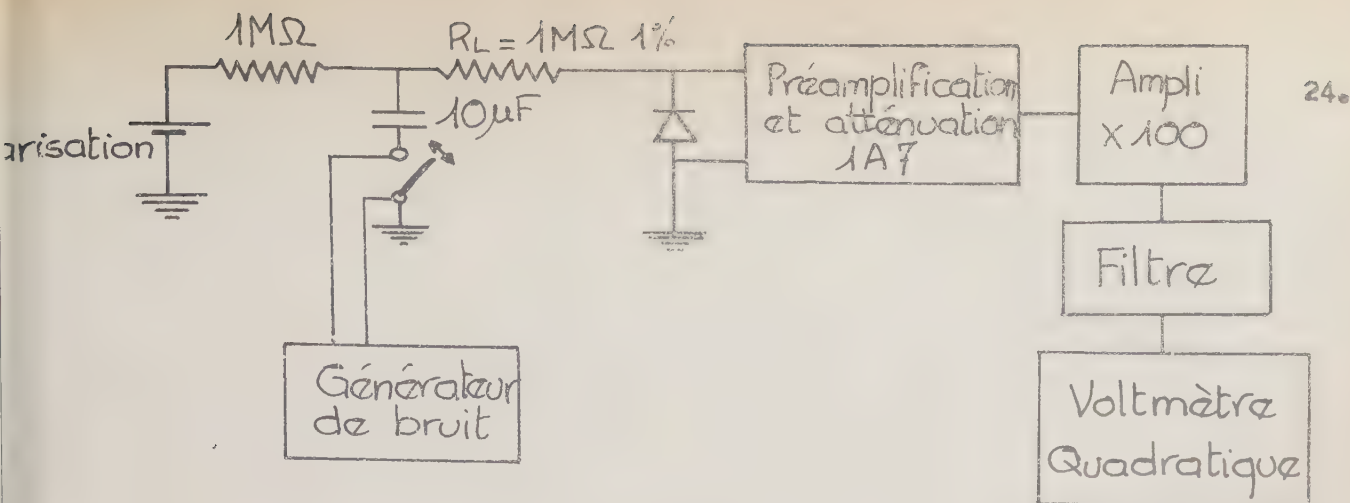
2.3.2. Détermination du générateur de courant de bruit par "double pesée".

2.3.2.1. Principe et dispositif expérimental.

On utilise comme source de référence un générateur de bruit blanc type 1 390 B de General Radio.

On substitue au signal de bruit, un signal étalonné U_b , jouant le rôle de générateur de courant et donnant après atténuation de la chaîne (par 10) la même puissance de sortie.





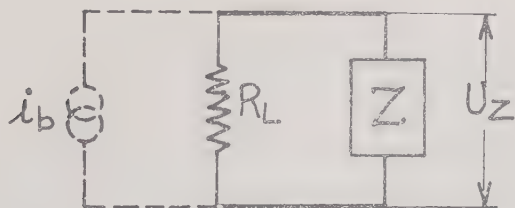
La mesure s'effectue donc en deux étapes.

1ère étape : Le générateur de bruit est court-circuité, le voltmètre à tension efficace indique une valeur n .

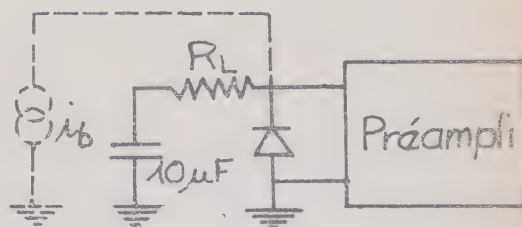
2ème étape : Le générateur de bruit est branché et la chaîne d'amplification est atténuée de 10. On règle la tension de sortie U_b du générateur de façon à obtenir la même indication n sur le voltmètre.

2.3.2.2. Calcul de i_b :

1ère étape : Le problème est de mettre en parallèle sur la résistance de charge R_L et l'impédance Z de la diode, un générateur de courant i_b . La tension développée aux bornes de Z s'écrit donc :

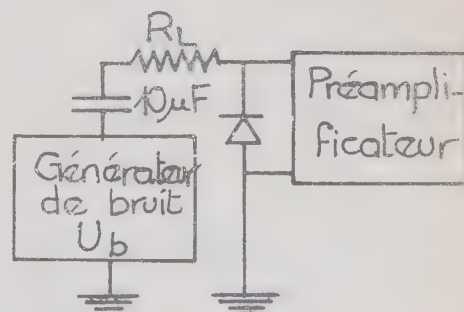
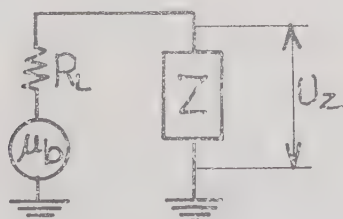


$$(1) \quad U_Z = i_b \frac{Z R_L}{R_L + Z}$$



2ème étape : Introduire un générateur de courant en parallèle revient à introduire un générateur de tension série U_b :

$$(2) \quad U_Z = \frac{U_b Z}{Z + R_L} = \frac{U_b}{R_L} \cdot \frac{Z R_L}{Z + R_L}$$



(1) et (2) entraînent :

$$i_b = \frac{U_b}{R_L}$$

Or : $R_L = 1 \text{ M } \Omega$

Donc : $i_b = U_b$ si i_b est exprimé en pA
et U_b en μ Volts.

Cette méthode est plus précise que la précédente. Elle est indépendante du gain de la chaîne, de la largeur de la bande, de la variation de l'impédance en fonction de la fréquence.

2.3.2.3. Résultats.

Nous avons représenté sur la figure 3, les variations du courant de bruit en fonction de la fréquence pour une polarisation diode de - 15 volts. On remarque que les résultats obtenus par la méthode directe et la méthode par double pesée sont comparables.

2.3.3. Origine des bruits.

Le bruit a originellement un caractère gaussien dans sa distribution d'amplitude, quelque soit sa nature. C'est la simple conséquence du fait qu'il est constitué de la juxtaposition d'un grand nombre d'événements aléatoires non corrélés.

2.3.3.1. Bruit thermique.

Dans le cas d'une jonction polarisée en inverse, le courant direct est négligeable et la valeur du bruit thermique ne dépend que de la température T , de la conductance G de la jonction et de la bande passante Δf .

Il s'exprime soit sous la forme d'une tension quadratique apparue aux bornes de la résistance $1/G$ par :

$$\overline{e(t)}^2 = 4 k T \frac{\Delta f}{G}$$

ou d'un courant par :

$$\overline{i(t)}^2 = 4kTG\Delta f$$

$$K = 1,38 \times 10^{-23} \text{ Joules /}^\circ\text{K}$$

T : température absolue en $^\circ\text{K}$

R : résistance en ohm

Δf : largeur de la bande

La formule pratique s'écrit à 25°C :

$$i_t = \sqrt{\overline{i(t)}^2} = 1,28 \cdot 10^{-10} \sqrt{\Delta f} \sqrt{\Delta G}$$

i_t s'exprime en ampères.

En fait, ce bruit n'est plus blanc lorsque f croît au-delà d'une certaine limite car G diminue. G peut s'exprimer en fonction du circuit équivalent défini ci-dessus (modèle (2)) :

$$G = \frac{R_s C_s^2 (R_c + R_s) \omega^2 + 1}{R_c (1 + R_s^2 C_s^2 \omega^2)}$$

avec :

$$C_s = 27 \text{ pF}$$

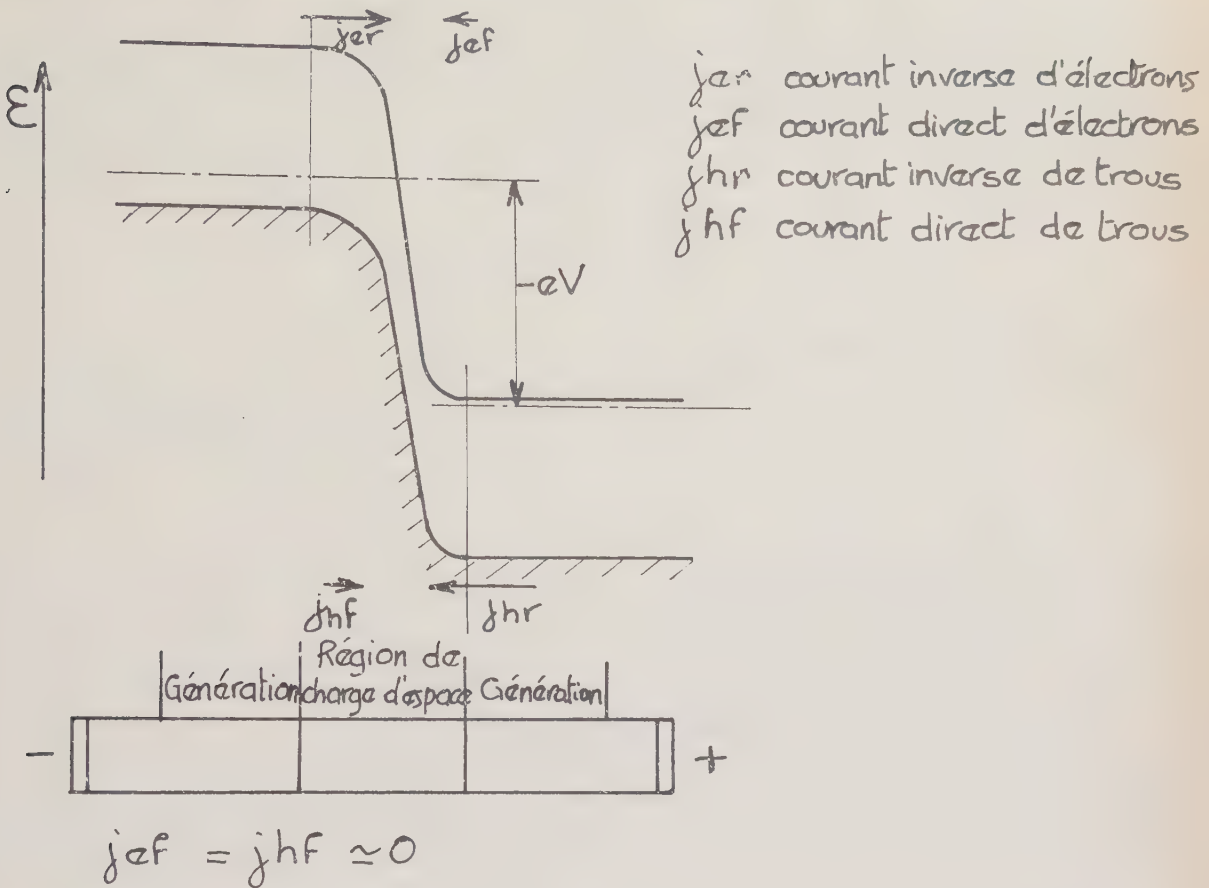
$$R_s = 300 \Omega$$

$$R_c = 13 \text{ M}\Omega$$

2.3.3.2. Bruit de courant.

Chaque fois qu'un porteur traverse la zone de transition de la jonction "pn", il apparaît une impulsion très brève de courant quand il cesse d'être un porteur minoritaire ou le devient. La charge transférée est $\pm e$, et chaque impulsion peut être considérée comme indépendante.

La jonction polarisée en inverse se présente comme l'indique la figure ci-dessous :



Ce sont les courants d'électrons et de trous directs qu'on peut négliger par rapport aux courants inverses j_{er} et j_{hr} .

Ces courants inverses sont limités par la fourniture de porteurs minoritaires et sont rapidement saturés : $j_{er} = j_{es}$; $j_{hr} = j_{hs}$

L'ensemble constitue le courant :

$$I_s = j_{es} + j_{hs}$$

On en déduit l'expression du générateur de courant de bruit selon la formule classique :

$$\overline{i_c^2} = 2 e I_s \Delta f$$

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Coulombs}$$

$$i_c = 5,6 \cdot 10^{-10} \sqrt{I_s} \sqrt{\Delta f} \text{ (Ampères)}$$

2.3.3.3. Bruit en $\frac{1}{f}$.

C'est un bruit dont la puissance spectrale est sensiblement inversement proportionnelle à la fréquence. Il est dû à des états lentement variables et à des phénomènes de génération recombinaison dans la zone de transition de la jonction :

$$\overline{i_b^2} = (\overline{i_c^2} + \overline{i_t^2}) \left(1 + \frac{f_0}{f}\right)$$

f_0 désignant une fréquence caractéristique de l'apparition de ce bruit déterminée expérimentalement.

La formule théorique générale est donc :

$$\overline{i_b^2} = \left[2 e i_s \Delta f + 4 k T \Delta f \left(\frac{1 + R_s C_s^2 (R_c + R_s) \omega^2}{R_c (1 + R_s^2 C_s^2 \omega^2)} \right) \right] \left(1 + \frac{f_0}{f}\right)$$

2.3.3.4. Interprétation expérimentale.

Reprenons l'expression théorique du bruit de la diode en négligeant le bruit en $1/f$.

$\overline{i_b}$ est constitué d'un bruit thermique et d'un bruit de courant dépendant tous les deux de la fréquence.

Aux basses fréquences (< 10 KHz), le bruit de courant est nettement supérieur au bruit thermique comme l'indique le calcul ci-dessous. A 25°C pour une polarisation de -15 V, le courant de fuite $i_s = 0,6 \mu\text{A}$.

$$\sqrt{\overline{i_c^2}} = 5,6 \cdot 10^{-10} \sqrt{i_s} = 0,43 \text{ pA}$$

Le courant de bruit thermique (qui croît avec la fréquence) vaut à 10 KHz :

$$\sqrt{\overline{i_t^2}} = 0,18 \text{ pA}$$

Nous avons représenté sur la même figure (fig. 4) la mesure expérimentale et le résultat du calcul théorique.

Ces deux résultats coïncident avec une bonne approximation sauf pour les très basses fréquences inférieures à 1000 Hz. On trouve alors un bruit inversement proportionnel à la fréquence, qui varie approximativement en :

$$f^{-\alpha} \quad \left(\frac{1}{2} < \alpha < 1 \right)$$

2.3.4. Variation du bruit en fonction de la polarisation inverse (fig. 6).

Nous avons représenté sur la figure 5 la variation du courant de saturation en fonction de la polarisation inverse, et sur la figure 6 les valeurs du courant de bruit en fonction de la tension pour diverses fréquences.

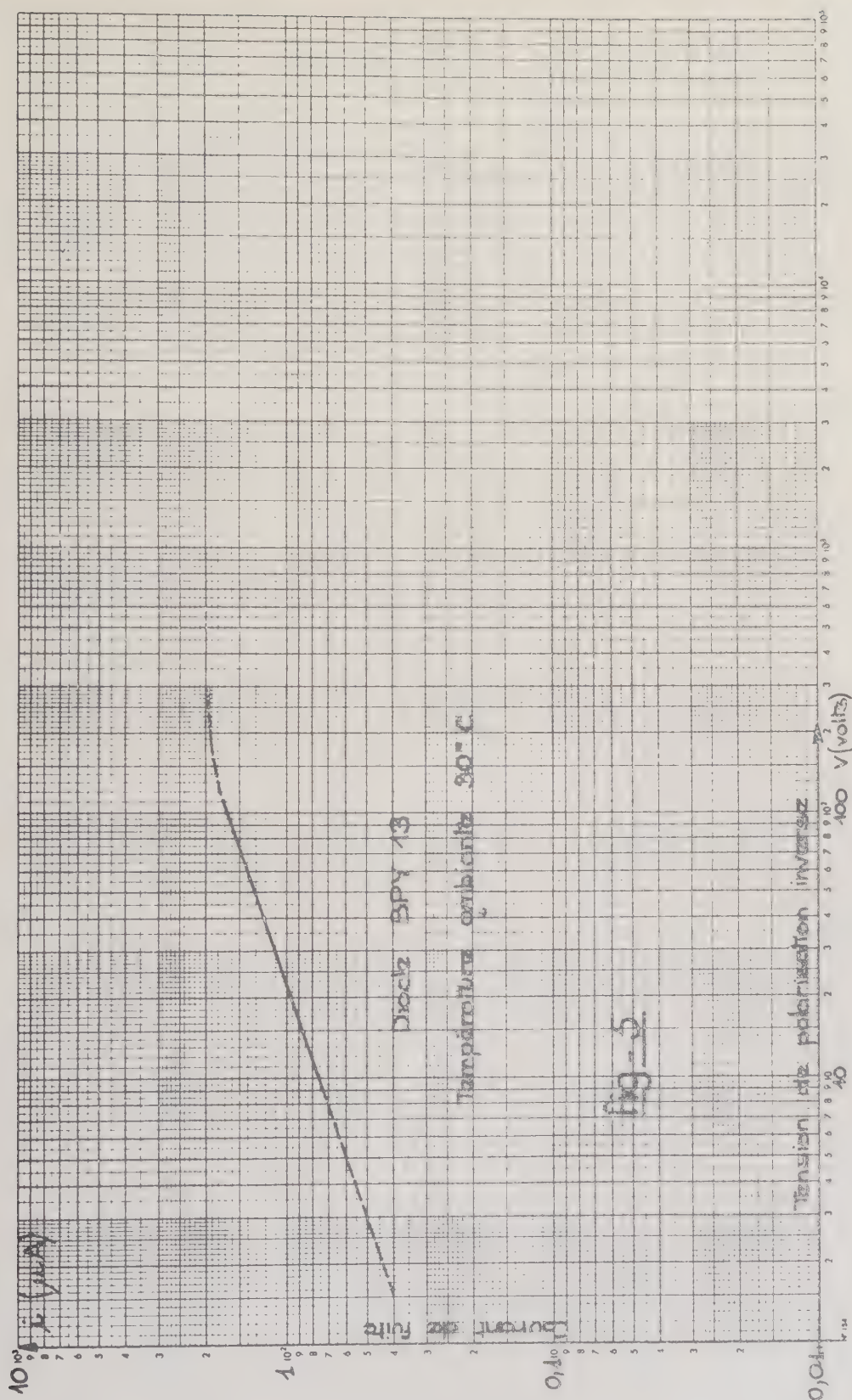
En basse fréquence de 1 à 10 KHz, le bruit de courant est prépondérant, donc i_b est proportionnel au courant de fuite i_s .

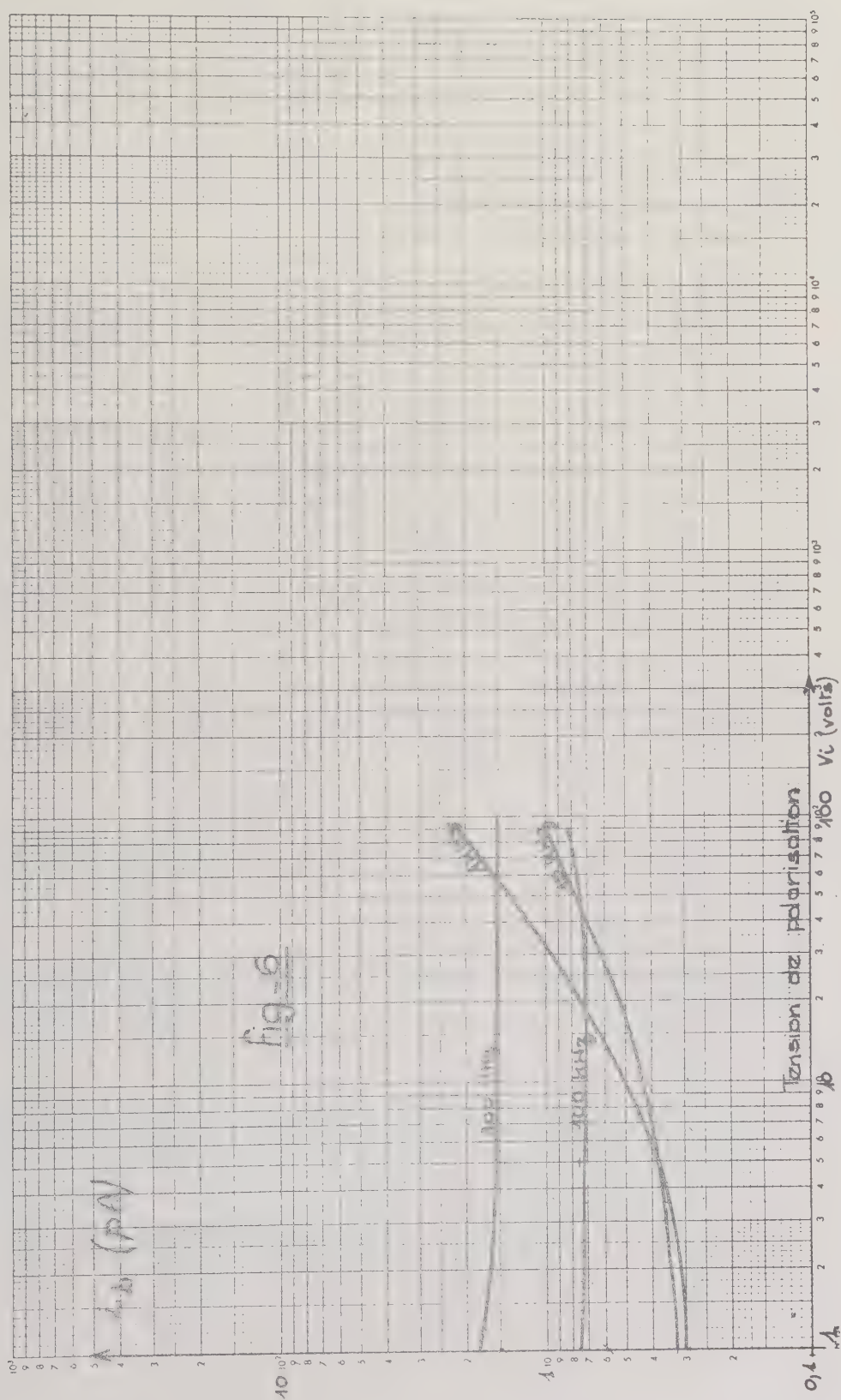
En haute fréquence (> 100 KHz) le bruit est pratiquement indépendant de la fréquence (prépondérance du bruit thermique). Ces résultats sont parfaitement en accord avec la formule théorique définissant i_b .

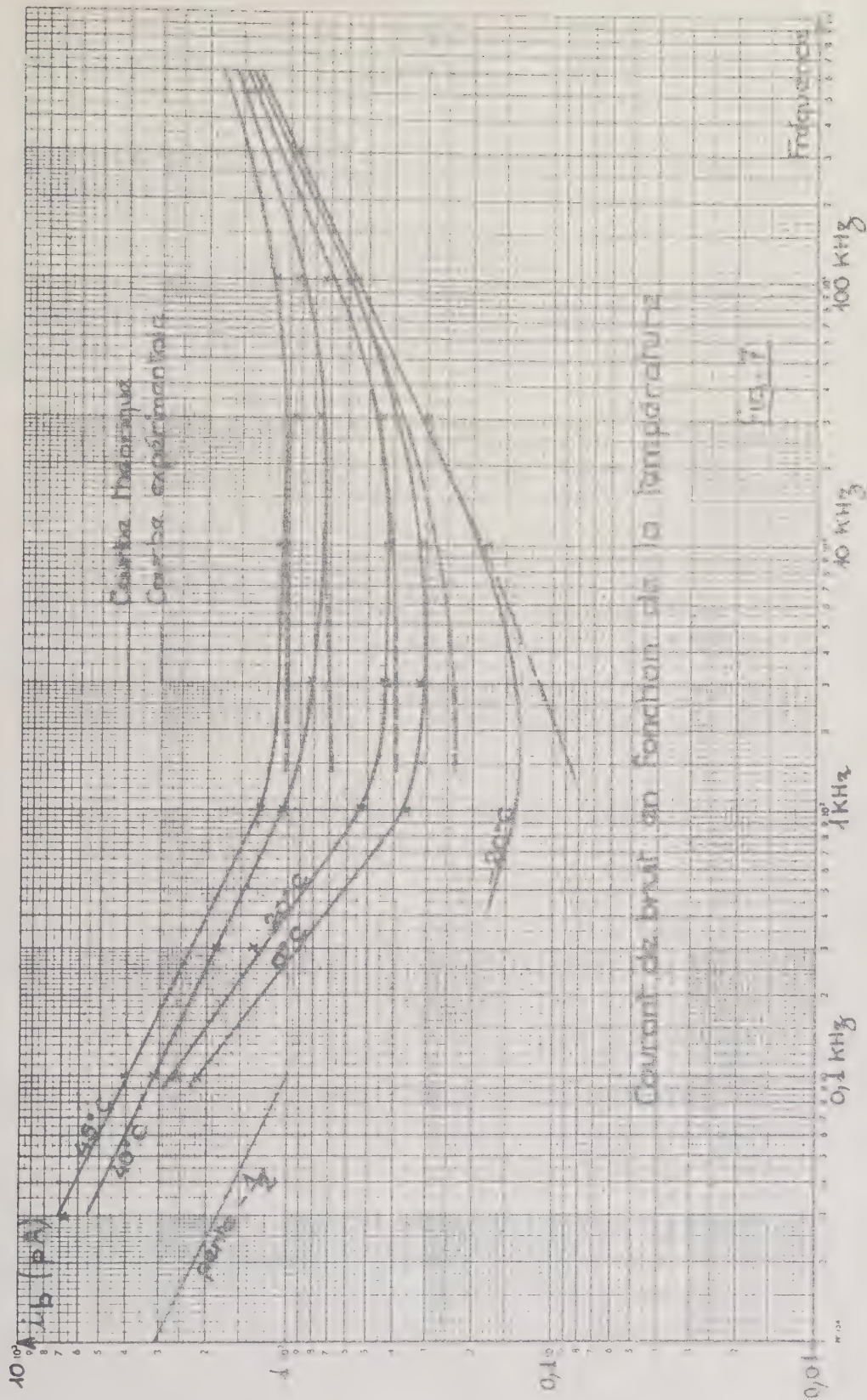
2.3.5. Variation du bruit en fonction de la température (fig. 7)

Nous utilisons toujours le même circuit que nous introduisons dans une enceinte isotherme à température variable. Le bruit i_b dépend alors de deux paramètres; la température et le courant de fuite $i_s = f(T)$.

t °C	- 20	0	20	25	30	40	45
i _s (μA)	0,01	0,15	0,42	0,6	1,5	3,25	7,1







Nous avons représenté sur la même figure l'ensemble des courbes expérimentales pour différentes températures et les courbes théoriques correspondantes calculées par la formule théorique définissant i_p .

Les mesures à des fréquences inférieures à 1 KHz sont imprécises, et la loi en $f^{-\alpha}$ est approximative :

En effet, en coordonnées logarithmiques, les points correspondant aux fréquences 30, 100, 300, 1000 Hz ne sont qu'approximativement alignés et, en admettant qu'une droite puisse les joindre, la pente de cette droite serait comprise entre $-1/2$ et -1 .

A -20° , les mesures ne sont plus très précises car il faut tenir compte du bruit du préamplificateur qui n'est plus négligeable par rapport au bruit de la diode. Aux fréquences moyennes comprises entre 1 et 100 KHz, le bruit varie comme $\sqrt{\lambda_S}$ selon le tableau ci-dessus. Aux hautes fréquences (> 100 KHz) les courbes deviennent des droites sensiblement parallèles de pente moyenne égale à $1/2$ (bruit essentiellement thermique).

2.3.6. Variation du bruit en fonction de l'éclairement (fig. 8)

Pour éclairer la diode, on utilise une diode électroluminescente à l'AsGa qui émet à $0,9\mu$ ($\Delta\lambda = 300 \text{ \AA}$). Le courant qui traverse cette diode est stabilisé à mieux que 10^{-5} .

Seul le courant i_g varie en fonction de l'éclairement, donc seul le bruit de courant varie. On obtient une série de courbes qui sont parallèles entre 1 et 30 KHz et qui tendent à se confondre à des fréquences supérieures à 100 KHz.

Dans la bande de bruit de courant, on constate que les valeurs expérimentales sont proches des valeurs théoriques.

Par exemple, à 10 KHz :

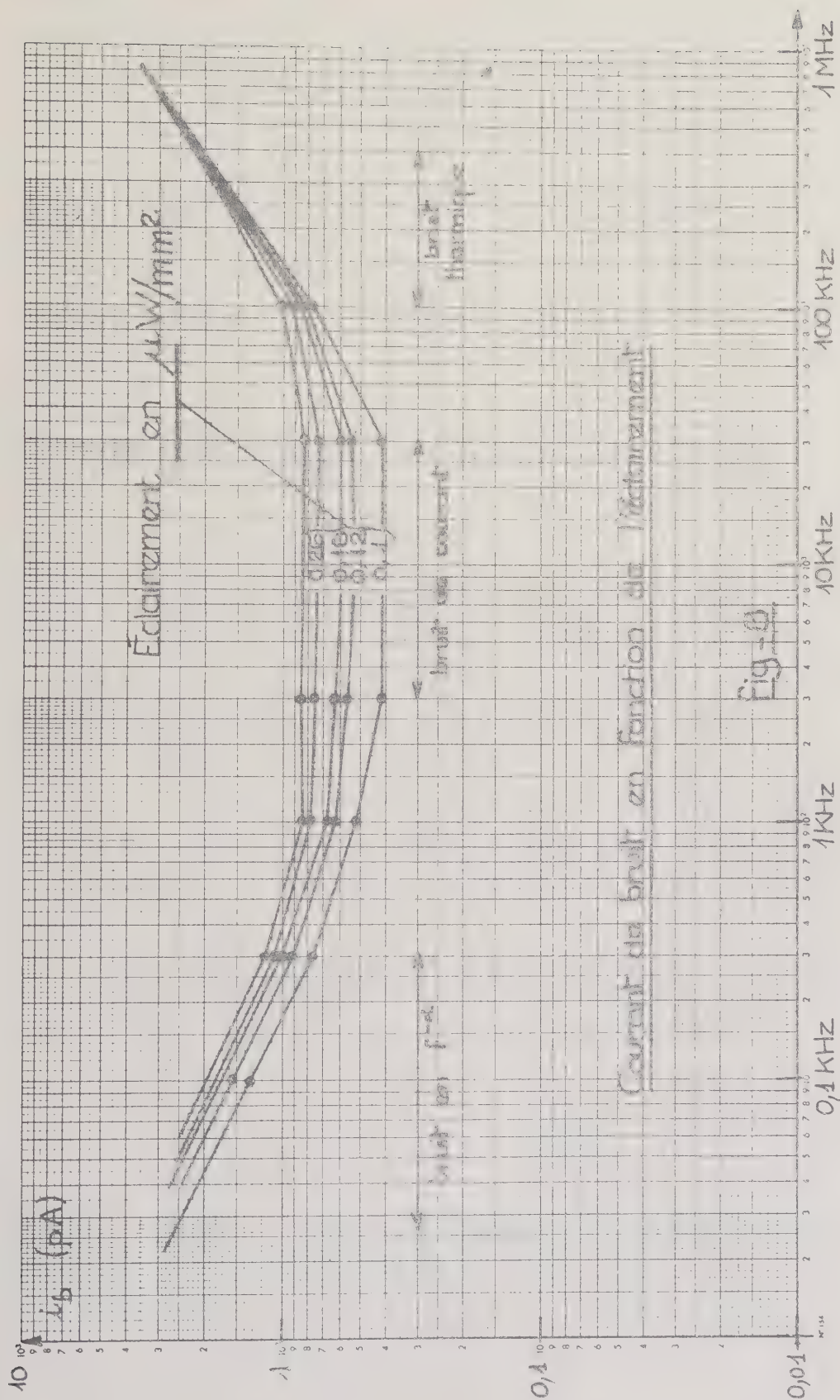


Fig. 9

Éclairement E en $\mu\text{W}/\text{mm}^2$	Valeur théorique de i_b en pA	Valeur expérimentale de i_b en pA
0,1	0,437	0,42
0,12	0,478	0,543
0,18	0,592	0,602
0,26	0,713	0,728

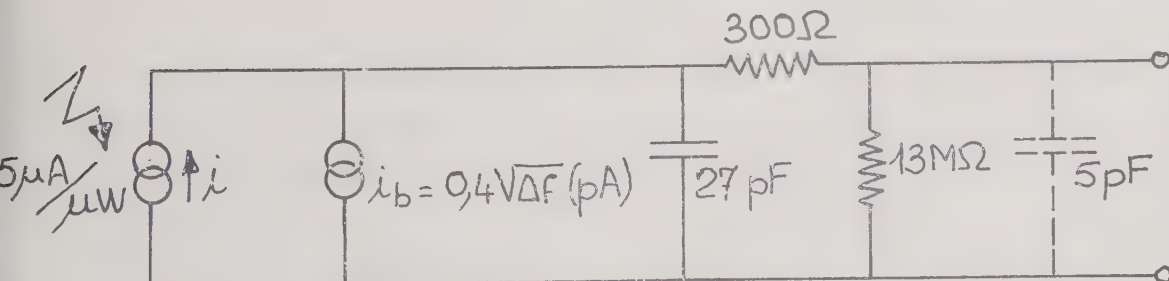
Nous avons représenté sur la figure 8, le réseau de courbes expérimentales résultant de ces différents éléments.

2.3.7. Conclusions

D'après l'étude générale précédente, on peut conclure qu'une diode photovoltaïque présente une zone de plus faible bruit entre 1 KHz et 50 KHz, et que dans cette zone la qualité d'une diode est d'autant meilleure que son courant inverse d'obscurité est plus faible.

Pour diminuer le bruit, il est avantageux d'utiliser la diode à température aussi basse que possible et sous l'éclairement le plus faible ; il faut, par exemple, s'affranchir au maximum de l'éclairement ambiant.

En résumé, le schéma équivalent d'une diode BP Y 13 s'explique sous la forme suivante, à 25°C, à la fréquence moyenne de 10 KHz, sous un très faible éclairement, pour une lumière monochromatique à 0,9 μ :



1 représente un générateur de courant délivrant le même courant quelque soit la charge pour un flux énergétique donné. La résistance de charge devra donc être la plus élevée possible et le préamplificateur suivant la diode devra avoir une très haute impédance d'entrée. (ceci pour des fréquences inférieures à 100 KHz).

2.3.8. Détermination de la puissance quadratique équivalente au bruit P_N . (en anglais : N.E.P. noise equivalent power).

Connaissant le facteur de réponse de la diode $S = 0,5 \mu A / \mu W$, on en déduit :

$$P_N = \frac{i_b}{s \sqrt{\Delta f}}$$

$$P_N = 2 i_b = 0,8 \text{ pW. Hz}^{-1/2} \text{ pour 1 Hz de bande passante.}$$

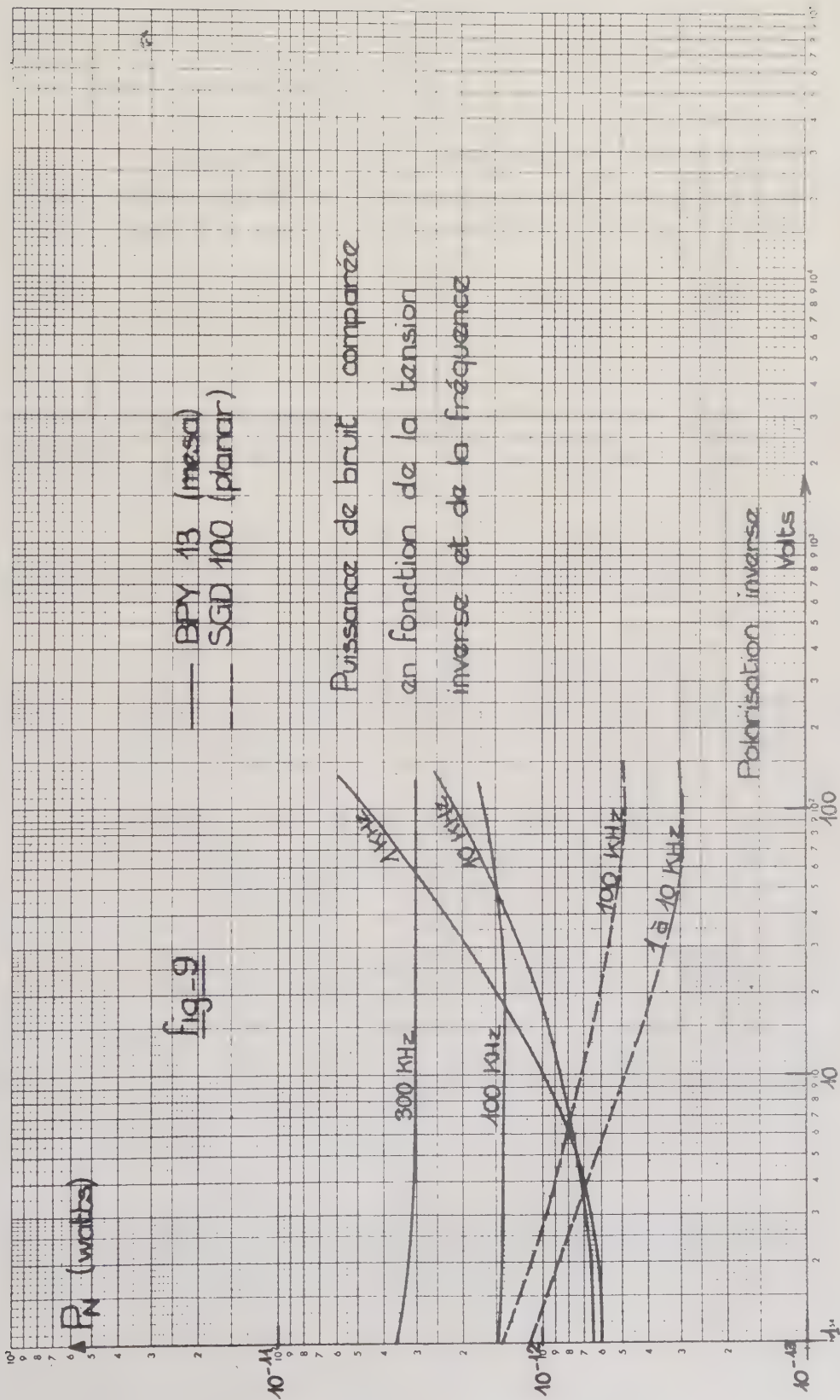
$$P_N = 8 \times 10^{-13} \text{ W Hz}^{-1/2}$$

2.3.9. Comparaison entre une diode méssa et une diode planar

L'étude de bruit de la diode planar se conduit exactement de la même façon.

Nous avons représenté sur la figure 9 la variation de P_N en fonction de la tension inverse pour une diode BP.Y.13 (méssa) et une diode SGD.100 type planar à anneau de garde.

Indépendamment des performances meilleures de la SGD.100, on constate que dans le cas de la technique méssa, le bruit augmente avec la tension de polarisation, alors que dans le cas de la technique planar, le bruit présente une valeur minimale pour une tension de polarisation assez élevée.



3. LA JONCTION PHOTOVOLTAÏQUE DANS LA STRUCTURE DE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP (photofet).

3.1. Etude du schéma équivalent du photofet.

3.1.1. Description.

La jonction P N silicium que nous avons étudiée dans le chapitre précédent représente la jonction grille drain d'un transistor à effet de champ double diffusion canal N.

Ce transistor est obtenu par deux diffusions successives sur une plaquette de silicium de type P légèrement dopé. La première est une diffusion de type N dont la concentration initiale est un peu supérieure à la concentration originale uniforme du substrat, et la seconde de type P est bien supérieure à la première : les profils de diffusion sont représentés ci-après.

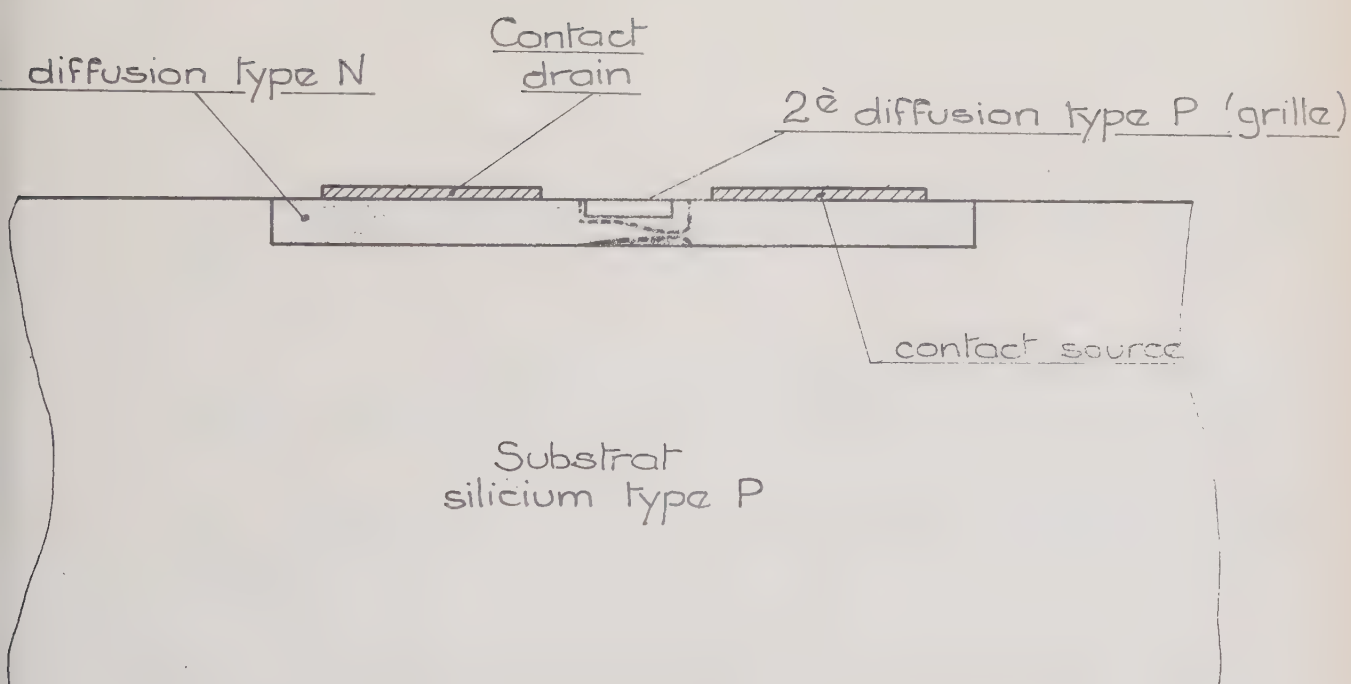
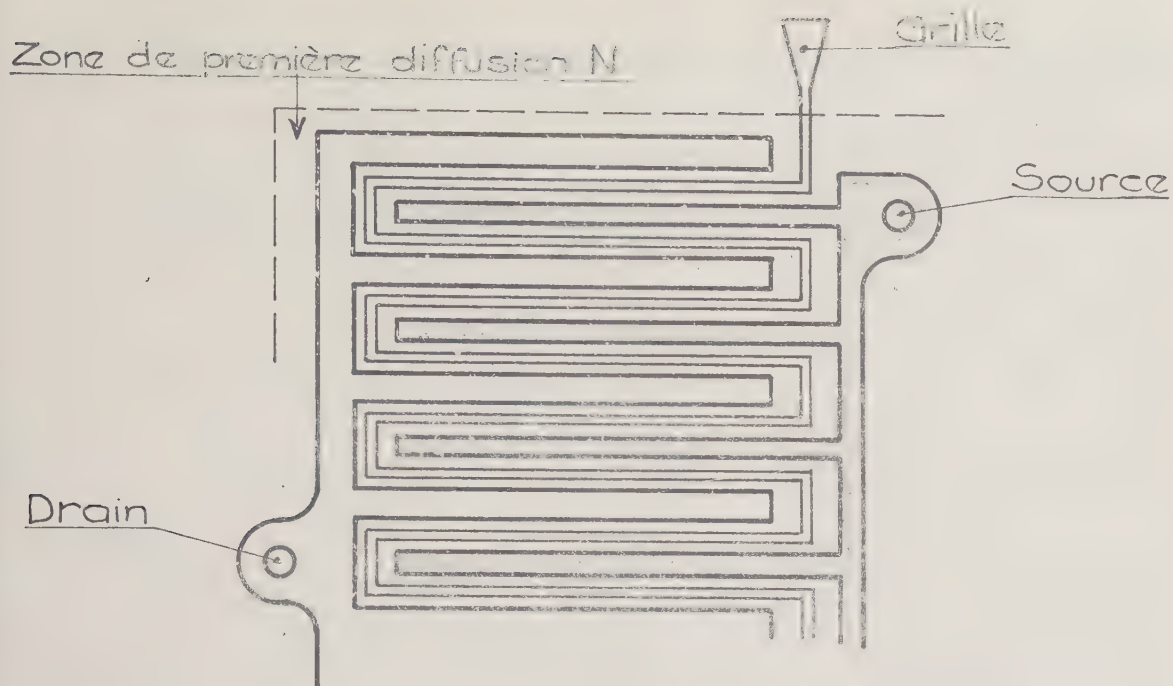
Les deux côtés du canal sont réunis par l'extension de la deuxième diffusion P au delà de la zone de première diffusion N.

Les avantages de cette structure sont :

- une amplification interne qui dispense d'un préamplificateur à haute impédance d'entrée.
- une augmentation du rendement quantique.
- une diminution des capacités parasites entraînant une augmentation du produit gain-bande.

Dans l'étude du circuit équivalent en faibles signaux et des générateurs de bruit équivalents, nous n'avons considéré que le cas du transistor utilisé en élément actif dans ses conditions optimales de polarisation (saturation : fermeture du canal). Nous nous sommes, d'autre part, limités à des fréquences inférieures à quelques mégahertz.

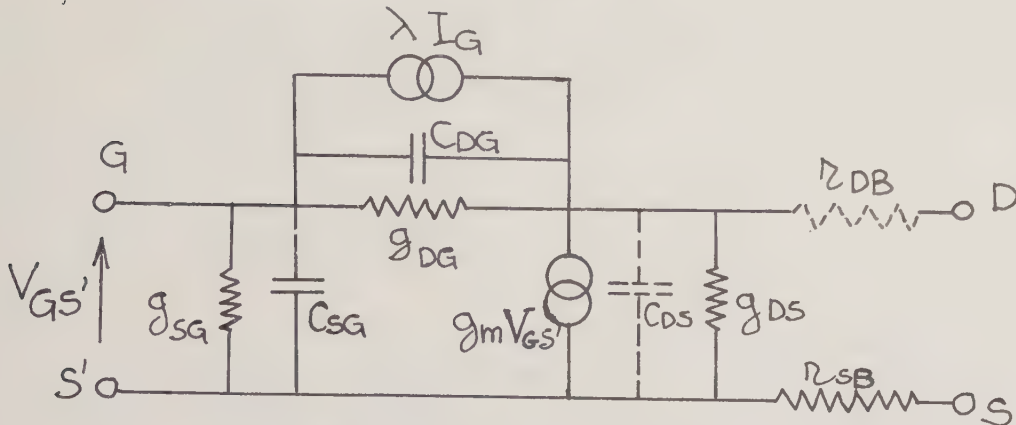
Le photofet utilisé est le FF.409 de Crystalonics. C'est celui qui présente la plus grande surface active ($0,9 \text{ mm}^2$.)



Construction du Photofet

3.1.2. Modèle du circuit équivalent en faibles signaux.

Nous avons essayé d'adapter le modèle le plus général proposé dans la littérature à ce composant particulier en tenant compte de ses caractéristiques géométriques et physiques.



Nous avons ajouté le générateur de courant λI_G qui représente le courant induit par un flux de photons.

La transconductance g_m est définie par :

$$g_m = \frac{\delta I_D}{\delta V_{GS}}$$

Les résistances r_{DB} et r_{SB} représentent les chutes ohmiques de tension entre les bords du canal et les contacts drain et source. Aux fréquences que nous considérons, leur effet peut être négligeable (nous le montrerons expérimentalement au chapitre suivant).

Etant donnée la structure de double diffusion et la géométrie des contacts, la capacité source drain est extrêmement faible (inférieure à 1 pF).

Les conductances g_{DG} et g_{SG} sont très faibles, sensiblement égales, et peuvent, en première approximation, être considérées comme des circuits ouverts.

3.1.3. Détermination expérimentale des admittances réparties.

Nous avons polarisé le fet à une valeur proche de son point de transition défini par $\frac{d I_{DS}}{dT} = 0$, T étant la température, I_{DS} le courant drain. En fait, les conditions de polarisation du fet que nous avons retenues sont :

$$I_{DS} = 5 \text{ mA}$$

$$V_{GS} = -2 \text{ volts}$$

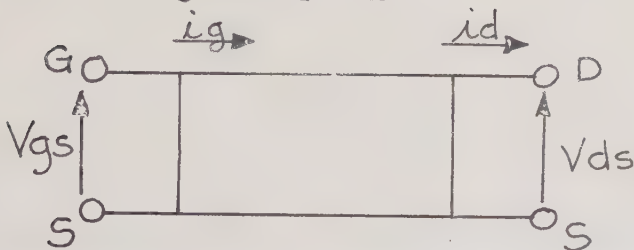
$$V_{DS} = 10 \text{ volts}$$

Le fet est d'autre part monté en source commune.

Les équations du quadripôle équivalent en paramètres y s'écrivent :

$$i_g = Y_{is} V_{gs} + Y_{rs} V_{ds}$$

$$i_d = Y_{fs} V_{gs} + Y_{os} V_{ds}$$



En appliquant ces formules au modèle retenu, et en considérant les deux cas suivants :

1er cas : $V_{gs} = 0$, entrée en court circuit: $Y_{os} = \frac{i_d}{V_{ds}}$

2ème cas : $V_{ds} = 0$, sortie en court circuit: $Y_{is} = \frac{i_g}{V_{gs}}$

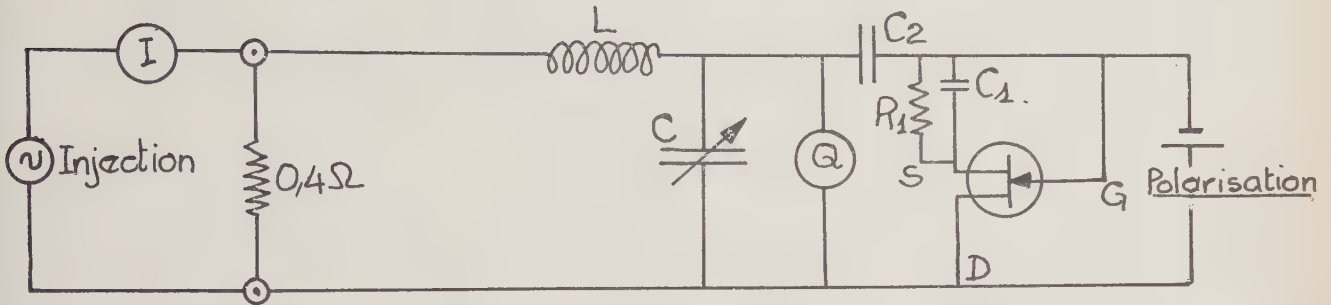
Il vient : $Y_{os} = g_{DS} + j \omega C_{DG}$

$$Y_{is} = j \omega (C_{DG} + C_{SG})$$

1er cas : grille et source en court circuit ; mesure de y_{os} (fig 10)

Le mesure se fait comme pour la diode par accord d'un circuit LC.

Le schéma est le suivant :



$$R_1 = 560 \Omega \quad (V_{GS} = -2 \text{ volts})$$

$$C_1 = C_2 = 10 \mu f \text{ (capacités sans perte au mylar)}$$

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 9. On en déduit les valeurs de C_{DG} et g_{DS} .

$$C_{DG} = 8 \text{ pF}$$

$$R_{DS} = \frac{1}{g_{DS}} = 14 \text{ K} \Omega$$

$$g_{DS} = 71 \mu \text{ mhos.}$$

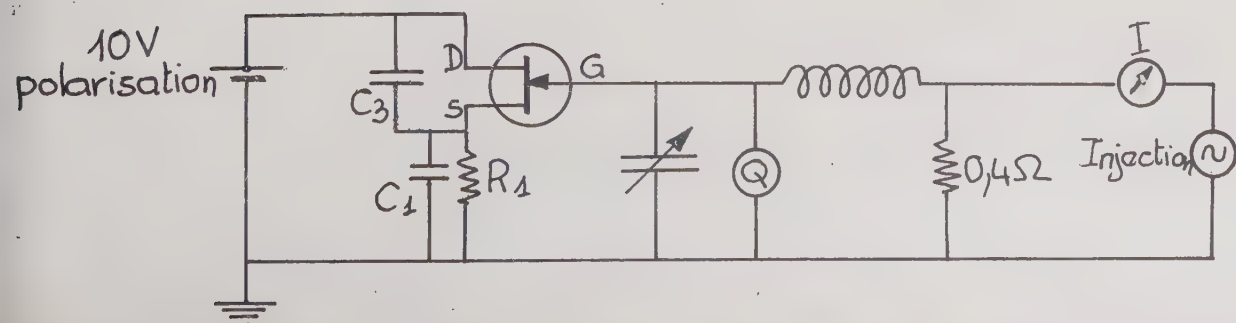
REMARQUE : Si l'influence de r_{DB} n'était pas négligeable, Y_{os} devrait varier en fonction de la fréquence selon :

$$Y_{os} = g_{DS} + \omega^2 C_{DG}^2 r_{DB} + j \omega C_{DG}$$

Or, jusqu'à 10 MHz la partie réelle de Y_{os} reste constante. r_{DB} ne doit donc pas dépasser quelques dizaines d'ohms.

2ème cas : Drain source en court circuit. (fig. 11)

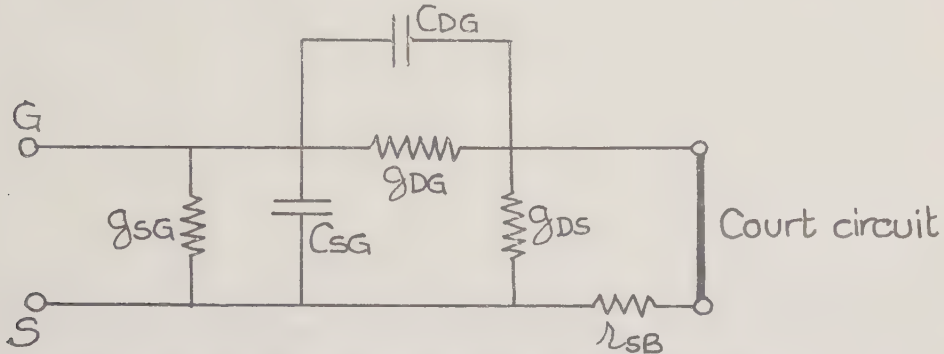
$$y_{is} = j \omega (C_{DG} + C_{SG})$$



$$R_1 = 560 \Omega \quad (V_{GS} = -2 \text{ volts})$$

$$C_1 = C_3 = 10 \mu F \text{ (capacités sans pertes)}.$$

REMARQUES : Nous avons représenté sur la figure 10 la partie réelle et la partie imaginaire de l'admittance y_{is} ; On en déduit $C_{DG} + C_{SG} = 12 \text{ pF}$ pour une fréquence inférieure à 5 MHz, mais pour expliquer le comportement $Re(y_{is})$, il faut tenir compte de r_{SB} , g_{DG} et g_{SG} .



$\frac{1}{g_{DS}}$ en parallèle sur r_{SB} peut être négligé par rapport à r_{SB} . La partie réelle de y_{is} s'écrit :

$$Re(y_{is}) = g_{SG} + \frac{1}{r_{SB}} \frac{g_{DG} \left(g_{DG} + \frac{1}{r_{SB}} \right) + \omega^2 C_{DG}^2}{\left(g_{DG} + \frac{1}{r_{SB}} \right)^2 + \omega^2 C_{DG}^2}$$

Pour $\omega = 0$:

$$Re(y_{is}) = g_{SG} + \frac{1}{r_{SB}} \frac{g_{DG}}{\left(g_{DG} + \frac{1}{r_{SB}} \right)} \approx g_{SG} + g_{DG}$$

$$\text{car : } g_{DG} \ll \frac{1}{r_{SB}}$$

D'après la figure 10 : $g_{SG} + g_{DG} = 5,5 \cdot 10^{-8} \text{ mhos}$.

Ce sont, conformément à nos prévisions, des admittances extrêmement faibles et en les supposant équivalentes :

$$g_{SG} \approx g_{DG} \approx 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ mhos}.$$

Le changement de pente (0 à 2) à la fréquence de 200 KHz correspond à l'égalité.

$$g_{DG} \left(g_{DG} + \frac{1}{r_{SB}} \right) = \omega^2 C_{DG}^2.$$

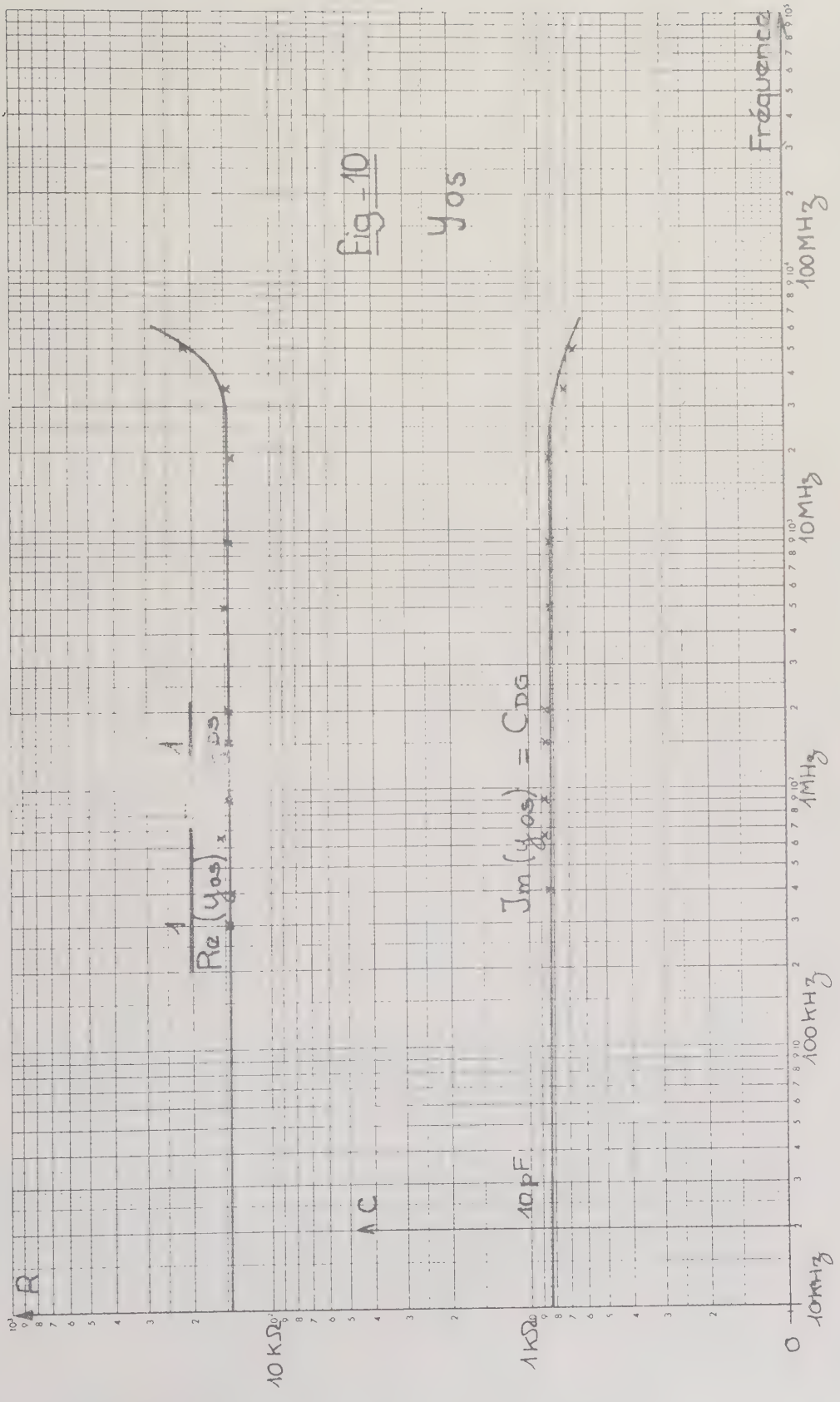
$$g_{DG} \ll \frac{1}{r_{SB}}$$

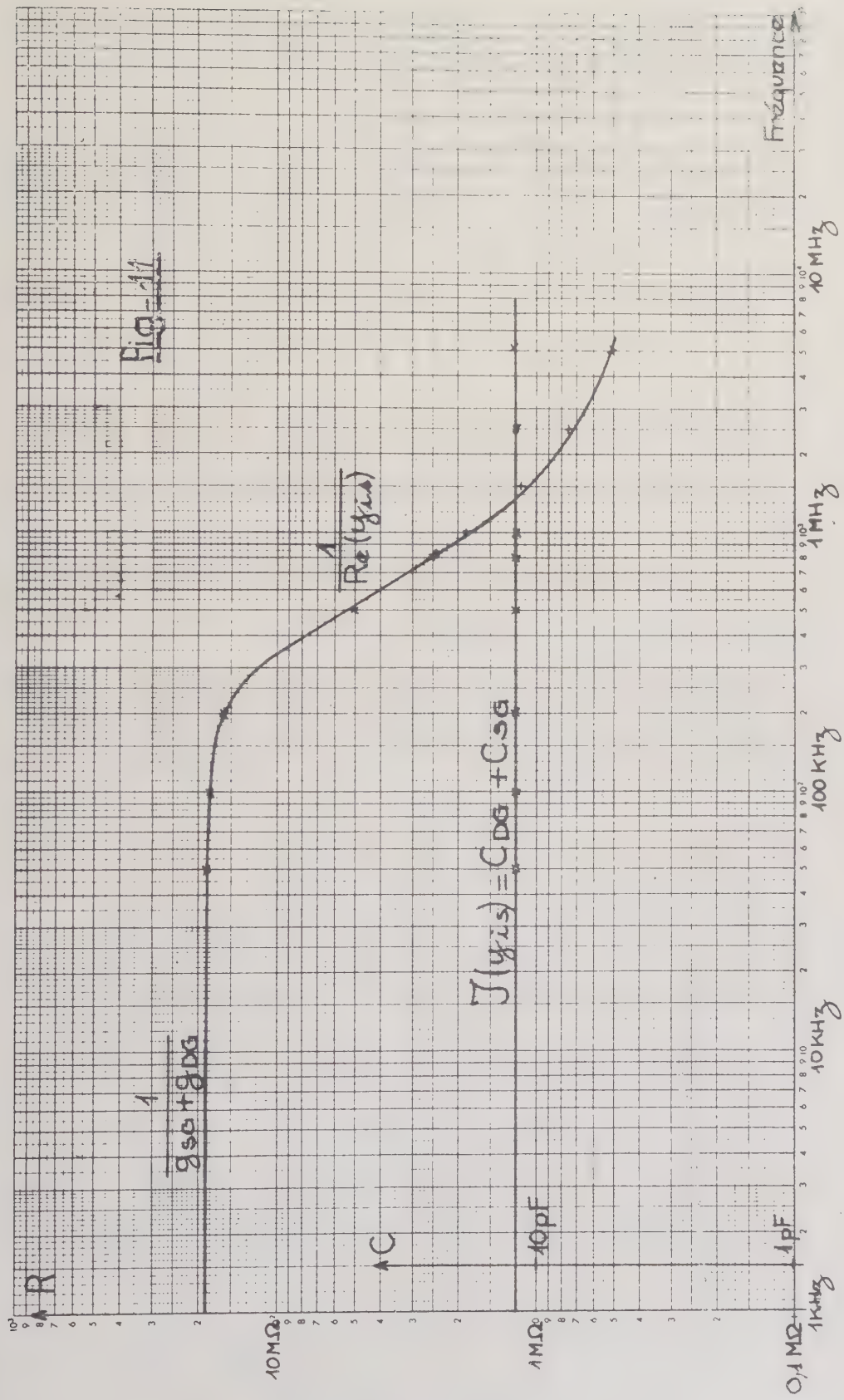
$$C_{DG} = 8 \cdot 10^{-12} \text{ F}$$

$$g_{DG} = 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ mhos}$$

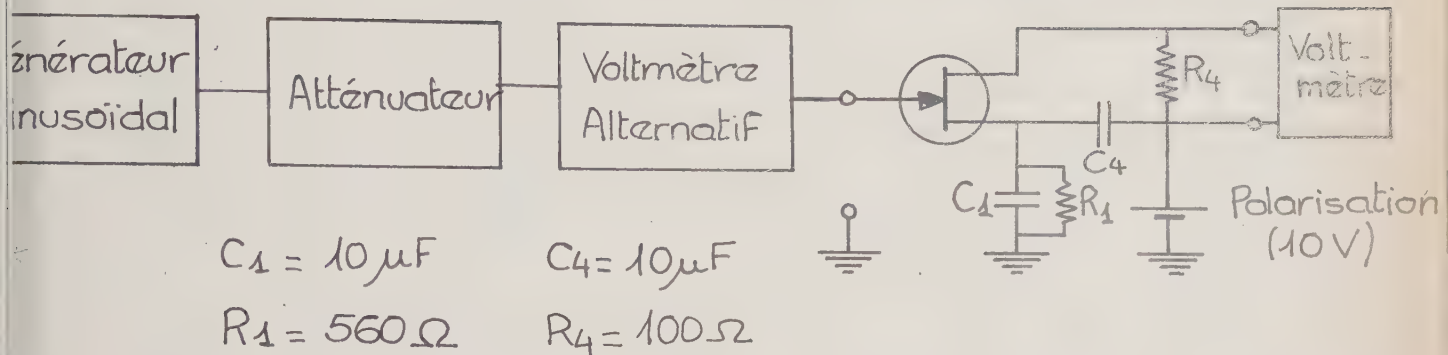
$$\omega = 2\pi \cdot 2 \cdot 10^5$$

$$r_{SB} \approx 500 \Omega$$





3.1.4. Détermination de la transconductance (fig.12)



La transconductance g_m , s'obtient en faisant le rapport entre la tension sinusoïdale injectée et le courant drain correspondant dans les conditions de polarisation précédemment définies. Nous avons reporté en figure 11 la variation de g_m en fonction de la fréquence.

3.1.5. Détermination du générateur quantique de courant λI_G .

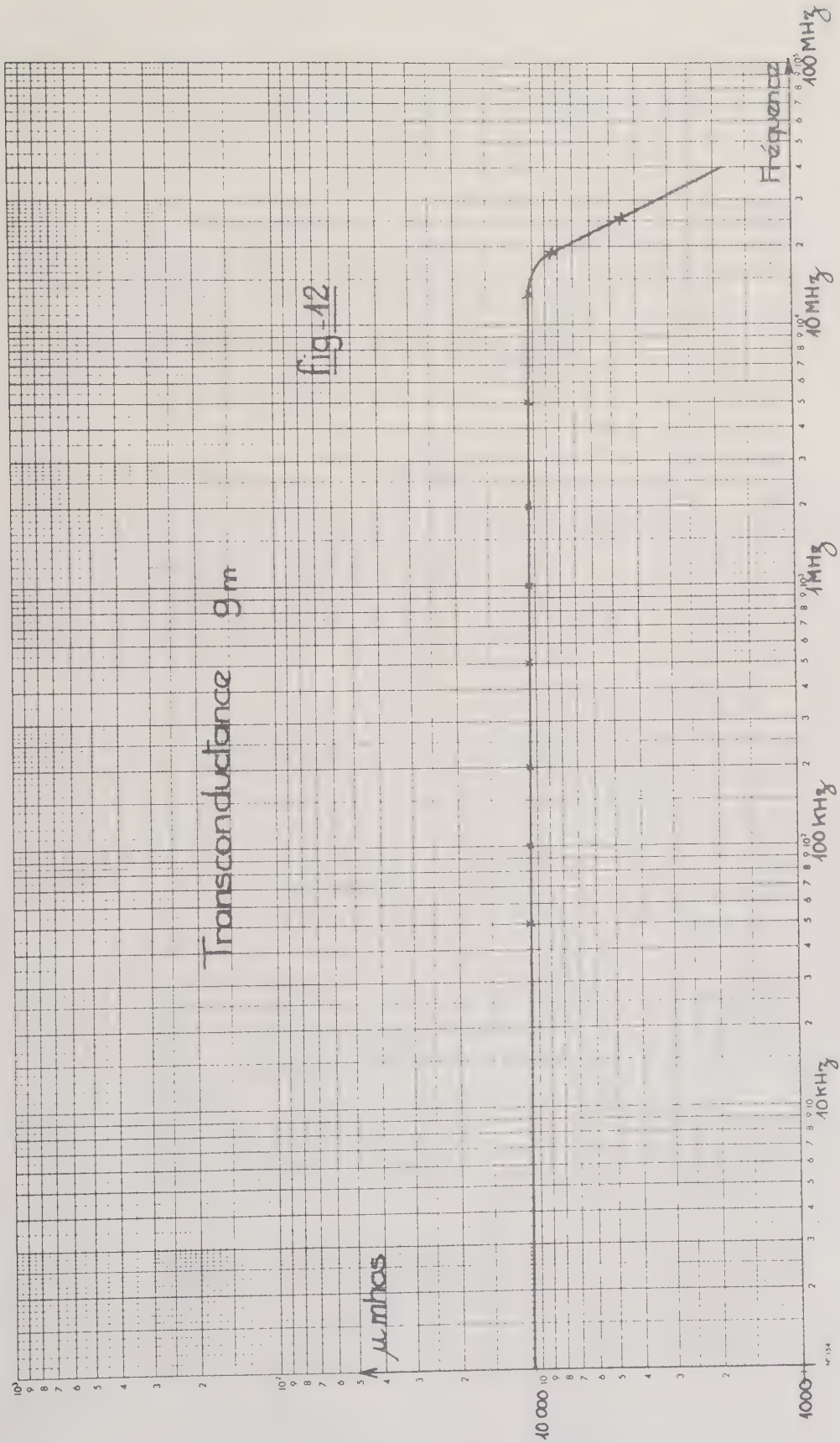
Le flux énergétique incident est focalisé sur la jonction grille et donne naissance à un courant de grille proportionnel, quelque soit la résistance de charge de grille R_G . Le courant drain correspondant s'écrit :

$$\lambda I_D = \lambda I_G \cdot R_G \cdot g_m.$$

Dans le cas que nous avons envisagé, d'une liaison optique monochromatique à $0,9 \mu$, λI_G a la dimension d'un courant (exprimé en Ampères) divisé par un flux énergétique (exprimé en Watt. mm^{-2}). Malheureusement CRYSTALONICS exprime ses éclairagements en "Foot Candle". C'est l'éclairement d'une surface qui reçoit un flux lumineux de 1 lumen sur une surface de un pied carré. Pour établir la correspondance, nous avons été conduits à :

- 1°) Etudier la répartition de l'énergie dans la lampe au tungstène utilisée (température de couleur 2800°K).
- 2°) Exprimer la composition spectrale d'un éclairage de 1 lumen par pied carré.
- 3°) Dédire l'éclairement monochromatique $0,9 \mu$ équivalent à l'éclairement composé précédent (du point de vue du courant grille).

Ainsi pour un éclairage de 1 lumen donné par la lampe du tungstène de 2800°K de température de couleur, il faut $0,126 \mu \text{ W. mm}^{-2}$.



Le constructeur indique pour le photofet PF.409 une sensibilité :

$$\lambda I_g = 12 \text{ nA/FC}$$

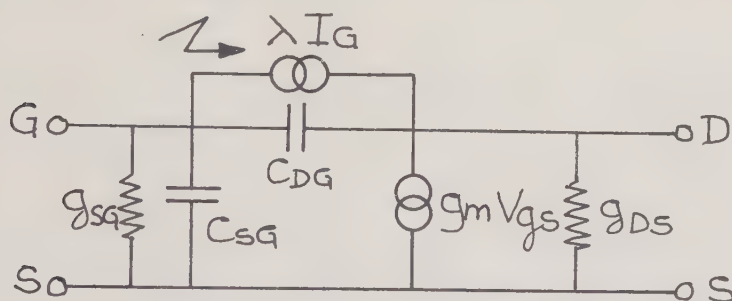
A $0,9 \mu$ la sensibilité correspondante est :

$$\lambda I_g = 100 \text{ nA/} (\mu \text{ W} \cdot \text{mm}^{-2})$$

Or le photofet a une surface utile de $0,9 \text{ mm}^2$. La sensibilité s'écrit plus simplement : $\lambda I_g = 110 \text{ nA/} \mu \text{ W}$. Si chaque photon à la longueur d'onde de $0,9 \mu$ produisait un électron, un flux de $1 \mu \text{ W}$ équivaldrait à 721 nA . Le rendement quantique est donc égal à $\frac{110}{721} = 15 \%$.

3.1.6. Conclusion.

Le schéma équivalent du photofet en basse fréquence ($f < 200 \text{ KHz}$) s'exprime par le schéma suivant :



$$\lambda I_g = 0,11 \mu \text{ A/} \mu \text{ W}$$

$$g_{DS} = 71 \mu \text{ mhos} \left(\frac{1}{14 \text{ K}\Omega} \right)$$

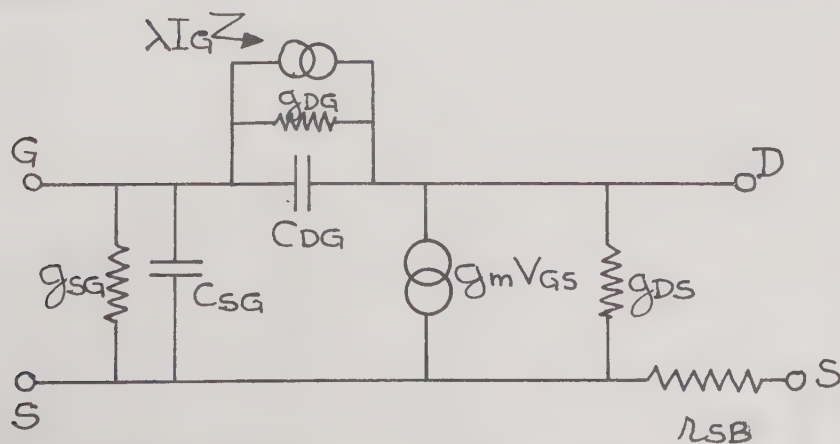
$$C_{SG} = 4 \text{ pF}$$

$$g_m = 11\,000 \mu \text{ mhos}$$

$$C_{DG} = 8 \text{ pF}$$

$$g_{SG} = 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ mhos} \left(\frac{1}{37 \text{ M}\Omega} \right)$$

Le schéma équivalent pour des fréquences comprises entre 0 et 10 MHz est le suivant :



$$g_{DG} \approx g_{SG} \approx 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ mhos}$$

$$r_{SB} = 500 \Omega$$

3.2. Etude des générateurs équivalents de bruit.

3.2.1. Caractéristiques théoriques du bruit.

Les principales sources de bruit sont :

- le courant de fuite de grille : i_G
- la tension créée par le bruit thermique dans le canal $e_t = \sqrt{e_n^2}$
- le bruit de génération recombinaison dans la zone de charge d'espace (en $1/f$).

Le bruit de courant résulte du passage des charges à travers la jonction PN et s'écrit :

$$\bar{x}_c^2 = 2q i_G \Delta f$$

$$x_c = 5,6 \cdot 10^{-10} \cdot \sqrt{i_G} \sqrt{\Delta f}$$

i_G et i_C étant exprimés en ampères.

Si l'on se reporte aux travaux de Van der Ziel, le bruit thermique s'exprime sous la forme :

$$\bar{e}_t^2 = 4KT \frac{1}{g_m} \Delta f$$

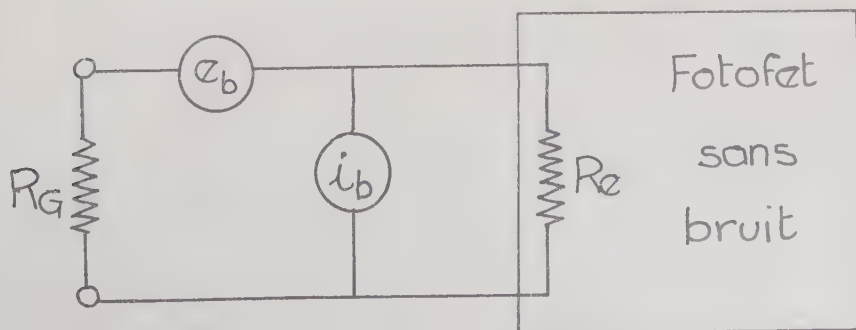
Le bruit de génération recombinaison dans la zone de charge d'espace modifie la tension de bruit thermique proportionnellement à $1/f$:

$$\bar{e}_b^2 = \bar{e}_t^2 \left(1 + \frac{f_0}{f} \right)$$

f_0 désignant la fréquence basse caractéristique de l'apparition de ce bruit.

Le bruit d'un quadripôle linéaire actif peut être représenté par un générateur de tension de bruit e_b série, et un générateur de courant de bruit i_b parallèle à l'entrée du quadripôle supposé sans bruit.

Dans un FET la corrélation entre ces deux générateurs de bruit est très faible et on peut les considérer comme indépendants. On peut donc assimiler e_b et e_t ; i_b et i_C .



La mesure de la tension de bruit e_b se fait en insérant entre grilles et anode une résistance R_G très inférieure à la résistance d'entrée R_e du photofet.

$$R_G \ll R_e$$

$$i_n R_G \ll e_b$$

Pour mesurer i_b il faut :

$$R_G \gg R_e$$

$$i_b R_G \gg e_b$$

Conditions difficiles à réaliser.

3.2.2. Méthode de mesure par double pesée.

Le montage est analogue à celui qui nous a permis de mesurer le bruit de la diode. Le photofet est polarisé à ses conditions optimales de fonctionnement précédemment définies : $V_{GS} = -2$ V. ; $I_D = 5$ mA.

3.2.3. Mesure de e_b (figure 13).

Théoriquement :

$$e_b^2 = \frac{4 k T}{e_m} \Delta f \left(1 + \frac{f_0}{f}\right)$$

Si $f \gg f_0$ $e_b \simeq 1,3$ nanovolt.

La mesure se fait simplement en insérant une résistance $R_G = 50 \Omega$.

On trouve que le bruit est sensiblement supérieur à sa limite théorique (le double environ). Il est indépendant de l'éclairement. D'autre part $f_0 = 3$ K Hz (relevé expérimentalement).

3.2.4. Mesure de i_b

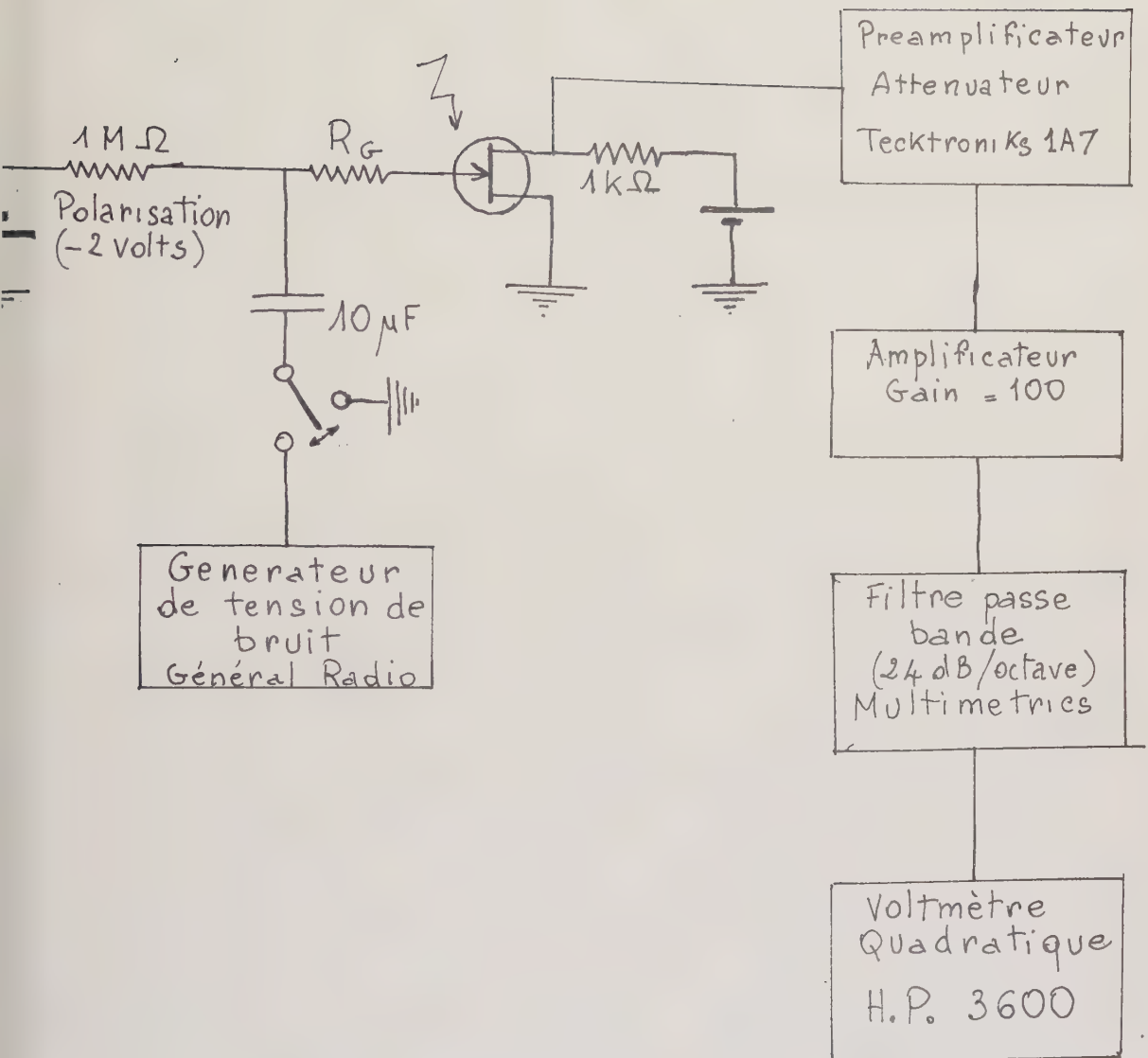
3.2.4.1. Théoriquement

$$\bar{x}_b^2 = 2 q i_G \Delta f$$

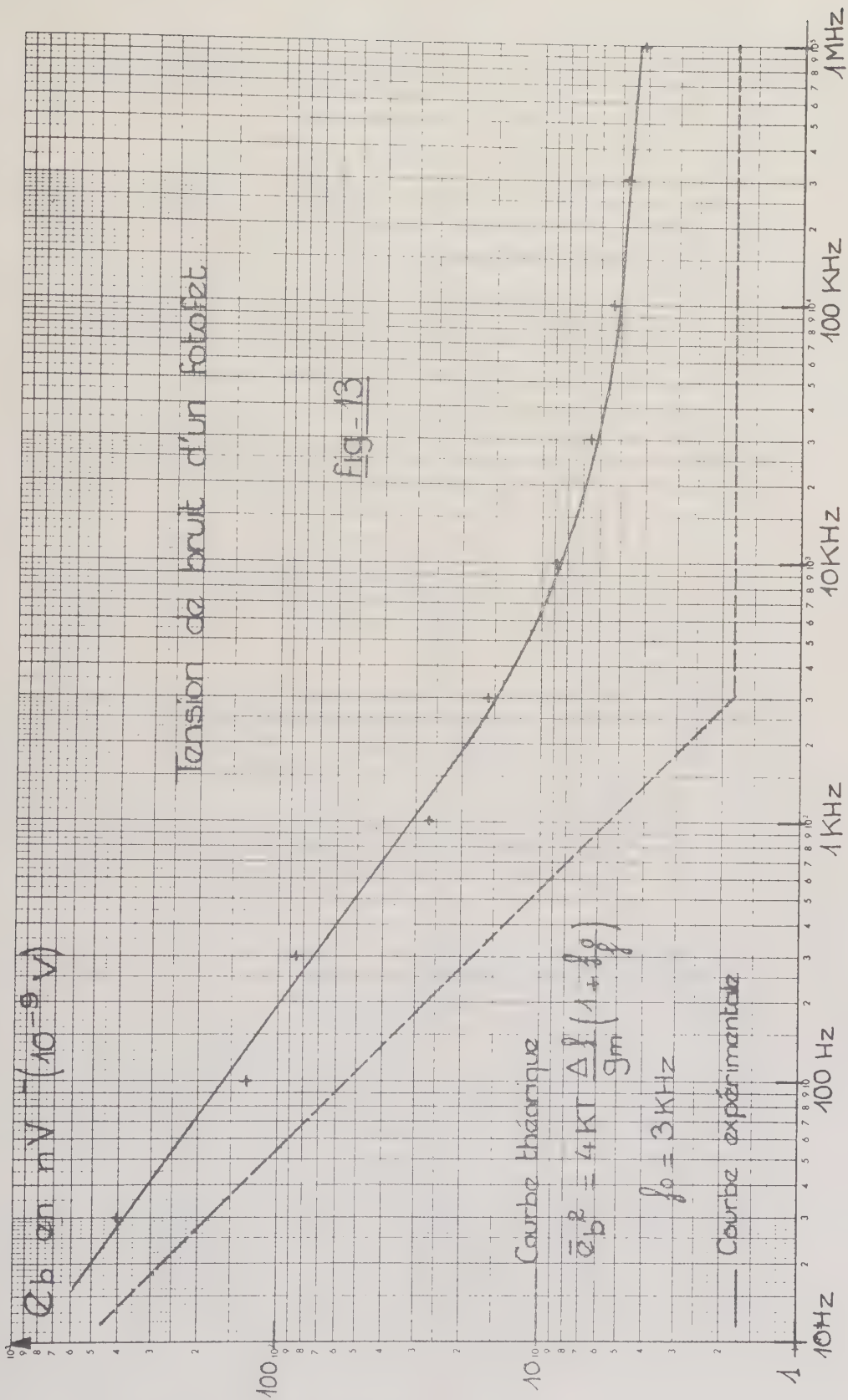
$$\sqrt{\bar{x}_b^2} = i_b = 5,6 \cdot 10^{-10} \sqrt{i_G} ,$$

pour 1 Hz de bande passante, i_G étant exprimé en ampères. Le courant de fuite d'un photofet dans le noir est :

$$i_G = 0,5 \text{ pA à } 25^\circ\text{C, d'où } i_b = 0,012 \text{ pA} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$$



Mesure par double pesée



3.2.4.2. Difficultés.

Pour mesurer un tel courant il faudrait satisfaire aux deux conditions suivantes :

$$i_b \gg \frac{e_b}{R_G} \quad (1)$$

$$R_G \gg R_e \quad (2)$$

La première condition est satisfaite avec des valeurs de R_G de l'ordre de $5 \text{ M}\Omega$. La deuxième condition ne peut pratiquement être réalisée du fait de la très haute impédance d'entrée du photofet. Dans ce cas il est nécessaire de considérer le bruit thermique de R_G . Cependant une résistance à couche métallique (la plus performante) a un facteur de bruit, f , sensiblement égal à 2.

$$i_b^2 = i_b^2 (\text{mesuré}) - f \cdot 4 K T \cdot R_G.$$

$$i_b \text{ théorique} = 0,012 \text{ pA} \cdot \text{Hz}^{-1/2} \quad \text{alors que :}$$

$$4 K T R_G = 0,04 \text{ pA} \cdot \text{Hz}^{-1/2} \quad \text{pour } R_G = 10 \text{ M}\Omega$$

$$4 K T R_G = 0,056 \text{ pA} \cdot \text{Hz}^{-1/2} \quad \text{pour } R_G = 5 \text{ M}\Omega$$

$$4 K T R_G = 0,079 \text{ pA} \cdot \text{Hz}^{-1/2} \quad \text{pour } R_G = 2,5 \text{ M}\Omega$$

f n'étant pas connu avec précision,

i_n n'est pas calculable directement.

3.2.4.3. Méthode par extrapolation (fig. 14)

Pour les valeurs de R_G de 2,5 et 5 $\text{M}\Omega$, le bruit de courant peut être négligé devant le bruit thermique (avec une erreur inférieure à 10 % et suffisante pour ces mesures). On mesure ainsi le bruit thermique de ces deux résistances à toutes les fréquences : $\overline{\lambda}_{bG}^2$

On éclaire le photofet : le bruit augmente proportionnellement à i_G . On en déduit i_b :

$$\overline{\lambda}_b^2 = \overline{\lambda}_b^2 (\text{mesuré}) - \overline{\lambda}_{bG}^2$$

...

i_{bg} en $pA \times Hz^{-1/2}$

i_{bg} ($R_g = 5 M\Omega$)

Courant de bruit

i_b mesuré: Éclairement $4 \mu W/cm^2$ $i_g = 4 nA$

i_b mesuré: Éclairement $2 \mu W/cm^2$ $i_g = 2 nA$

i_b théorique ($i_g = 4 nA$)

i_b extrapolé (photo non éclairé)

i_b théorique ($i_g = 2 nA$)

i_b théorique ($i_g = 0,5 nA$)

fig=14

Avec les ordres de grandeur suivants pour des fréquences comprises entre 3 et 100 KHz et $R_L = 1 \text{ M}\Omega = R_G$:

$$\left| \begin{array}{l} i_{1b} = 0,4 \text{ pA} \cdot \text{Hz}^{-1/2} \\ \sqrt{\frac{4fkT}{R_L}} = 0,250 \text{ pA} \cdot \text{Hz}^{-1/2} \quad f(\text{facteur de bruit}) = 2 \\ i_{2b} = 0,02 \text{ pA} \cdot \text{Hz}^{-1/2} \end{array} \right.$$

d'où : courant de bruit équivalent du montage diode + préampli :

$$\sqrt{i_{1b}^2 + \frac{4fkT}{R_L} + i_{2b}^2} = \underline{\underline{0,47 \text{ pA} \cdot \text{Hz}^{-1/2}}}$$

d'autre part : $i_p = 0,03 \text{ pA} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. On en déduit.

le courant de bruit équivalent du fotofet :

$$\sqrt{i_b^2 + \frac{4fkT}{R_G}} = \underline{\underline{0,250 \text{ pA} \cdot \text{Hz}^{-1/2}}}$$

Le fotofet permet donc de gagner un facteur 2 en courant de bruit, par contre, sa sensibilité ($0,11 \mu\text{A}/\mu\text{W}$) est environ 4 fois plus faible que celle de la diode SGD 100 ($0,5 \mu\text{A}/\mu\text{W}$). Enfin la surface utile du fotofet fait $0,9 \text{ mm}^2$ alors que celle de la diode SGD 100 fait 5 mm^2 .

5. CONCLUSION.

Malgré ses moins bonnes performances de bruit, la diode est supérieure au photofet pour la mesure d'un éclairement ou d'un flux et présente l'avantage supplémentaire d'une plus grande surface détectrice.

Cependant, les capacités parasites très faibles du photofet lui permettent une détection à plus haute fréquence que la diode.

Les mesures de bruit ont porté sur 10 diodes et 4 photofet et les résultats indiqués correspondent à des éléments de bonne qualité. Pour comparer des diodes entre elles, il suffit de mesurer leur courant de bruit d'obscurité il doit être le plus faible possible.

Il ne suffit pas que le détecteur soit de bonne qualité : la résistance de charge et le préamplificateur doivent être choisis et étudiés avec soin pour ne pas augmenter le facteur de bruit de l'ensemble (résistance à couche métallique, préamplificateur de courant à haute impédance d'entrée - cet amplificateur est décrit en III - § 3.3.2.).

Cette étude de bruit peut être généralisée à toute jonction pn photodétectrice en particulier, aux jonctions réalisées dans des matériaux semi-conducteurs alliés des colonnes III,V ou II et IV du tableau périodique des éléments, à la température ordinaire ou à des températures cryogéniques pour la détection infrarouge à des longueurs d'ondes variant entre 1 et $20/\mu$ (InAs, InSb, HgCdTe, PbTe...)

III - CAPTEUR OPTIQUE POUR LA MESURE DE FAIBLES DEPLACEMENTS

1. INTERET

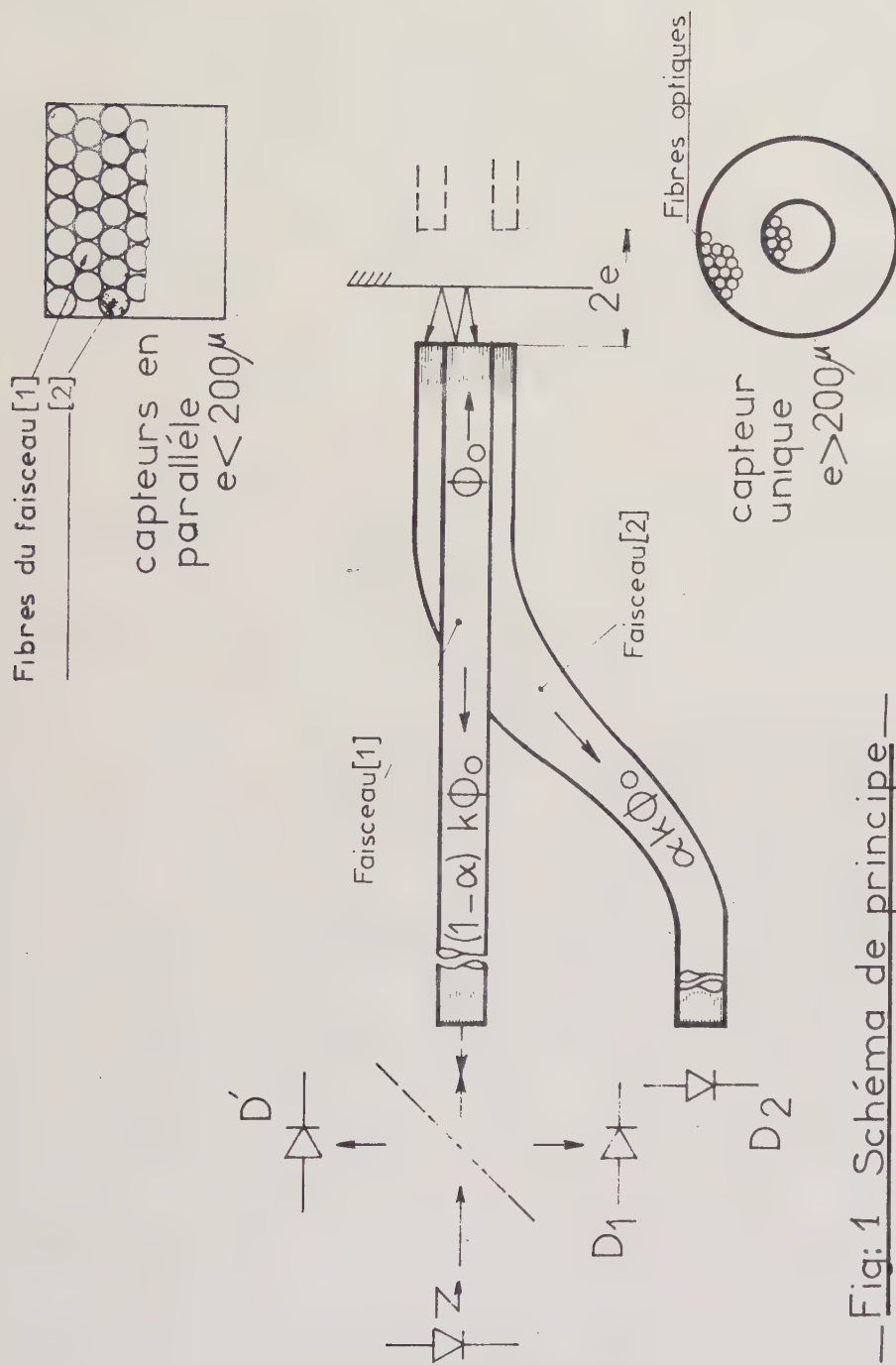
Les procédés de mesures optiques ont de nombreux avantages sur les procédés mécaniques, pneumatiques ou électriques dont ceux décisifs d'éviter tout contact, de ne pas être perturbés par des parasites électromagnétiques et d'avoir un temps de réponse instantané.

La liaison opto-électronique constituée par les diodes à l'arséniure de gallium et au silicium permet un traitement très souple des flux lumineux et nous a conduit à mettre au point un nouveau capteur très performant, permettant de mesurer les faibles déplacements et en particulier les dilatations d'une capsule barométrique.

2. DEFINITION DU CAPTEUR

2.1. Principe (voir figure 1)

Il consiste à mesurer une fuite de lumière entre la sortie d'un faisceau de fibres et la surface de référence (analogie avec le solex pneumatique). Le capteur est constitué d'un double faisceau de fibres optiques. La lumière modulée émise par une diode est transmise par un faisceau (1), se réfléchit sur la surface (M) à la distance e de la surface frontale polie du faisceau et revient d'une part dans ce premier faisceau vers une diode D_1 , d'autre part dans le deuxième faisceau (2) concentrique au premier vers une diode D_2 . Après amplification des signaux apparus sur les diodes D_1 et D_2 , on obtient les signaux électriques u_1 et u_2 .



—Fig: 1 Schéma de principe—

2.2. Notations

Soient : R_1 et R_2 les rayons des faisceaux (1) et (2)

e la distance entre le capteur et (M)

k le coefficient de réflectivité de (M)

ϕ_0 le flux sortant du faisceau (1)

$I(\theta)$ indicatrice (méridienne) de l'intensité énergétique du flux émis ou diffusé ϕ_0

S_1 et S_2 les sensibilités des détecteurs D_1 et D_2

u_1 et u_2 les tensions recueillies aux bornes de D_1 et D_2

D le domaine de mesure avant la saturation

θ_m le demi-angle au sommet déterminé sur l'indicatrice $I(\theta)$
tel que $\frac{I(\theta_m)}{I(0)} = \frac{1}{2}$ $I(0) = I_0$

θ_f le demi angle au sommet limite maximum du cône lumineux sortant du faisceau *

α partie du flux revenant dans le faisceau (2)

f_1 et f_2 atténuations et pertes des flux de retour dans les faisceaux (1) et (2)

ψ_1 flux parasite tombant sur la diode D_1

$$h = \frac{s_1 f_1}{s_2 f_2}$$

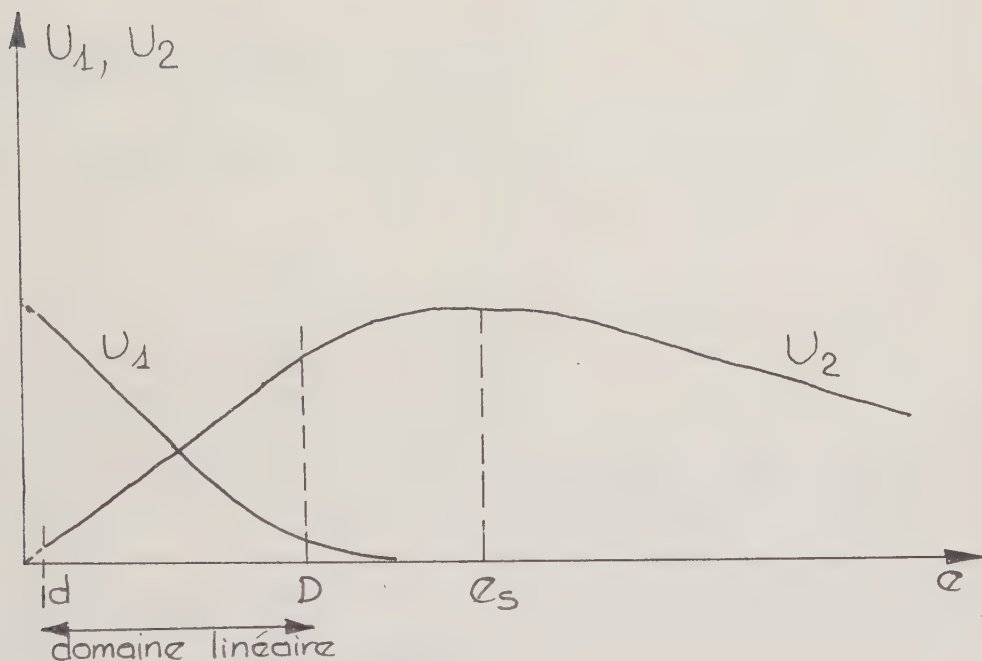
...

* θ_f est déterminé par les deux indices n_1 et n_2 des deux verres constituant la fibre optique :

$$\sin \theta_f = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

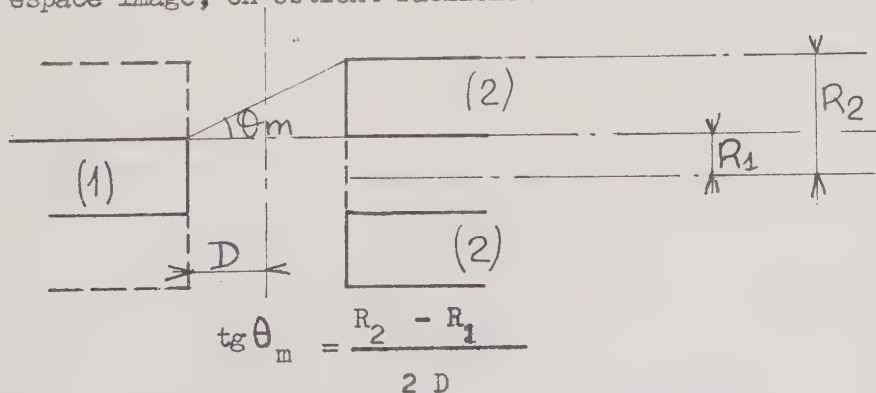
2.3. Courbe d'étalonnage

L'explication théorique et expérimentale des courbes représentant les variations des signaux u_1 et u_2 en fonction de e sera présentée plus loin. Ces courbes ont l'allure suivante :



2.4. Evaluation du domaine de mesure D

La distance D correspond à la séparation entre la partie linéaire de $u_2 = f(e)$ et la saturation. En première approximation, cette saturation se manifeste lorsqu'un rayon issu du faisceau (1) sous l'incidence θ_m ne revient plus dans le faisceau (2). En se plaçant dans l'espace image, on obtient facilement :



si, pour des fibres en verre courantes, on considère que :

$$\theta_m \approx \theta_f \approx 30^\circ \quad : \quad D = \frac{\sqrt{3}}{2} (R_2 - R_1)$$

avec α sans du α_0 et k_1 : $D = \sqrt{3} k$.

Le domaine de linéarité, donc de mesure, est de l'ordre de grandeur du diamètre du faisceau (1).

2.5. Traitement électronique des flux reçus

Plaçons nous dans la partie linéaire de la caractéristique $u_2 = f(e)$ ($e < D$).
Toute la lumière réfléchiée par (M) repasse dans les faisceaux (1) et (2).

(1) reçoit $(1 - \alpha) k \phi_0$

(2) reçoit $\alpha k \phi_0$

Pour un montage déterminé, α ne dépend que de la distance e . Il peut être calculé à partir de l'indicatrice sphérique du flux ϕ_0 (ϕ_0 est le flux émis en sortie du faisceau (1)) et de la géométrie du système.

En bout de faisceau (1), D_1 reçoit : $u_1 = s_1 f_1 (1 - \alpha) k \phi_0 + s_1 \varphi_1$ (1)

En bout de faisceau (2), D_2 reçoit : $u_2 = s_2 f_2 \alpha k \phi_0$ (2)

avec les notations dont nous avons donné la définition ci-dessus.

Il s'agit de déterminer α et k indépendamment l'un de l'autre. Nous opérons de la façon suivante :

- annulation de $s_1 \varphi_1$: $u'_1 = s_1 f_1 (1 - \alpha) k \phi_0 = h s_2 f_2 (1 - \alpha) k \phi_0$

- signal $\frac{u'_1}{h}$

- somme $u_s = u_2 + \frac{u'_1}{h} = s_2 f_2 k \phi_0$ $\frac{s_1 f_1}{s_2 f_2} = h$

- rapport : $U_R = \frac{u_2}{u_s} = \frac{s_2 f_2 \alpha k \phi_0}{s_2 f_2 k \phi_0} = \alpha = F(e)$

u_R ne dépend que de la position de (M)

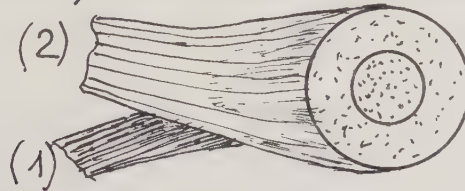
u_s est indépendant de la position de M et ne dépend que des variations de k ou de ϕ_0 (s_2 et f_2 étant supposés constants).

3. REALISATION

3.1. Capteur en fibres optiques

3.1.1. DOMAINE D DE MESURE COMPRIS ENTRE 0,2 ET PLUSIEURS MILLIMETRES

Le capteur se compose de deux faisceaux de fibres circulaires, concentriques. Les fibres utilisées ont généralement un diamètre de $50\ \mu$ pour conserver au capteur une certaine souplesse.



3.1.2. DOMAINE DE MESURE COMPRIS ENTRE 30 ET 200 μ

Pour disposer d'un flux suffisant, on juxtapose un certain nombre de capteurs élémentaires composés d'une fibre unique entourée de 8 fibres réceptrices. Une disposition relativement simple consiste à empiler successivement une couche de fibres toutes réceptrices et une couche de fibres alternativement émettrices et réceptrices, chaque couche étant décalée d'une demi fibre par rapport à la précédente. Ces différentes couches, noyées dans l'araldite sont montées dans un mince tube de métal ou de quartz pour permettre un bon polissage de la face frontale.

Les fibres utilisables ont des diamètres de 30, 50, 70, 100, 200 μ .

La photographie de la figure 2 représente la face frontale d'un capteur composé de fibres de 50 μ .

3.2. Optique

3.2.1. MONTAGE OPTIQUE (voir figure 3)

Un objectif de grande ouverture forme l'image de la surface émettrice d'une diode électroluminescente à l'AsGa (diode GA.10 fabriquée par CSF : diamètre 300 μ m, longueur d'onde $\lambda = 0,9\ \mu$ m)

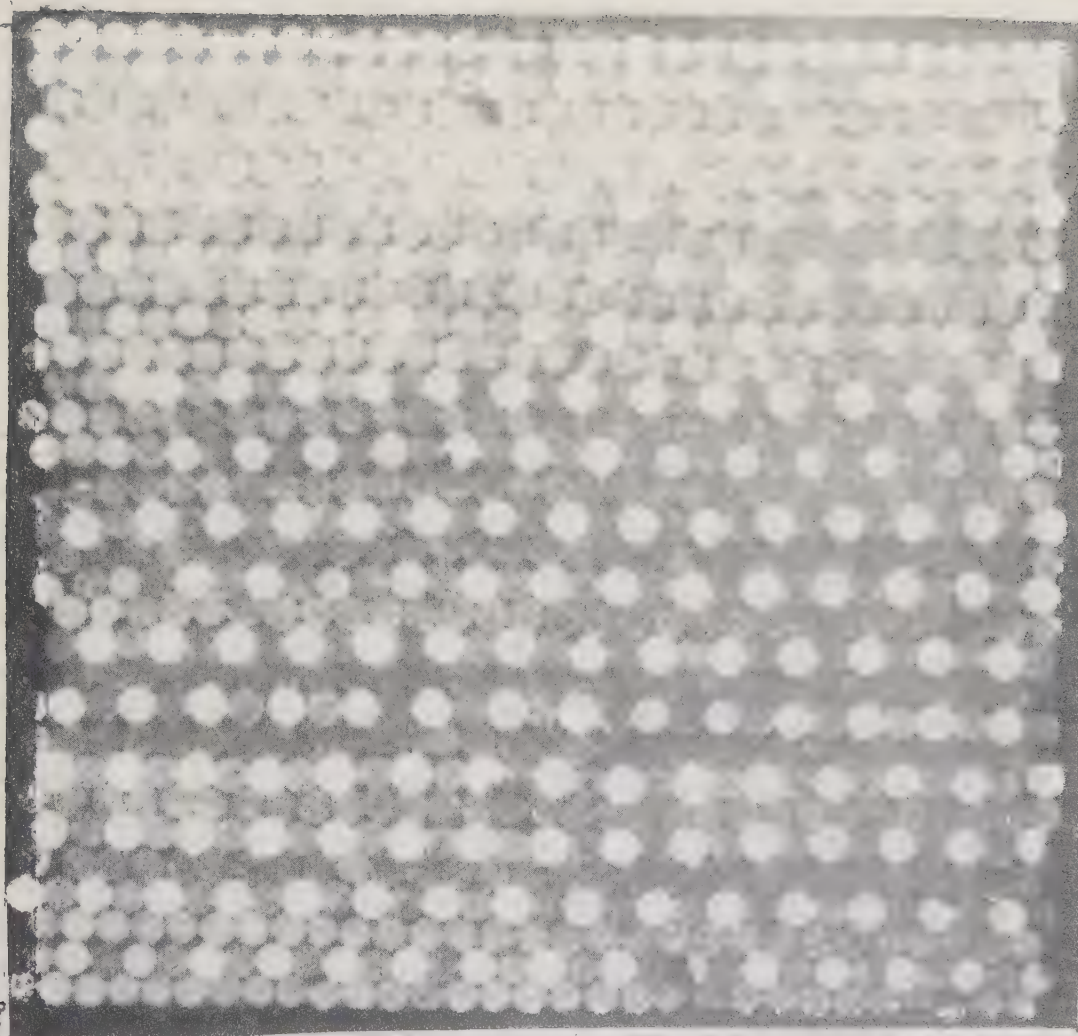
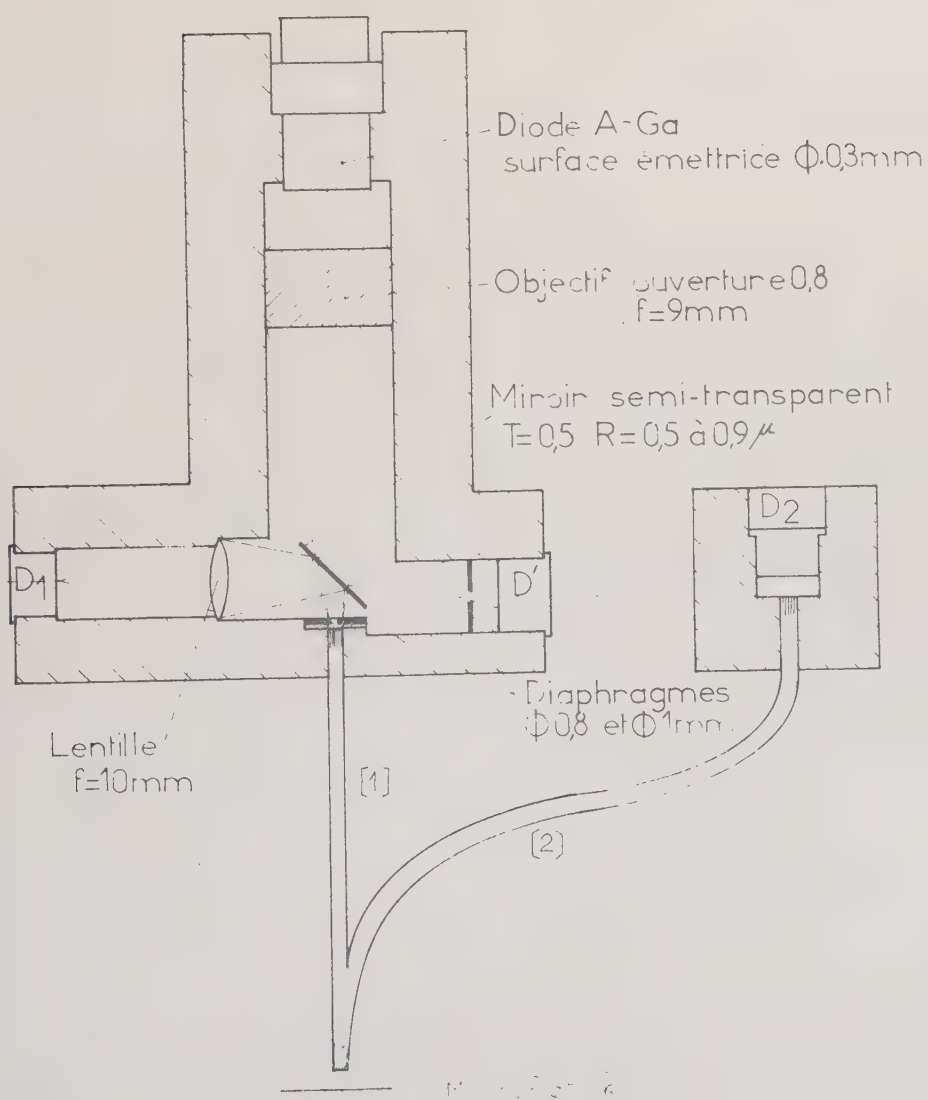


FIGURE 2 : Capteurs en parallèle. Photographie de la face frontale.

Chaque capteur est constitué d'une fibre émettrice de 50 μ de diamètre (claire) entourée de 6 fibres réceptrices (sombres).

Fig:3 MONTAGE OPTIQUE



sur la face d'entrée du faisceau (1), après traversée d'un miroir semi-transparent ($R = 0,5$, $T = 0,5$). Une partie du flux est prélevée par le détecteur D' et sera utilisée pour annuler le flux parasite φ_1 qui provient essentiellement des réflexions parasites sur la face d'entrée du faisceau (1).

Les flux réfléchis par la surface de référence (M) sont recueillis par D₁ après réflexion sur le miroir semi-transparent et par D₂ directement en sortie de (2).

3.2.2. FLUX OPTIQUES

Le flux énergétique émis par la diode se répartit sensiblement selon une loi de Lambert dans un angle de 2π stéradians. Or l'objectif, qui a une ouverture limitée à 0,8, n'en recueille qu'une fraction. Un diaphragme à l'entrée de (1) est nécessaire pour réduire les réflexions parasites φ_1 . Le miroir semi-transparent a un facteur de transmission pratique de 0,4. Ces différentes atténuations font que le flux effectivement reçu à l'entrée du faisceau (1) ne représente que la 1/250ème partie du flux émis par la diode.

Chacun des faisceaux (1) et (2) a une "transparence" mesurée expérimentalement de 50 %, compte-tenu des pertes à l'interface. Le flux ϕ_0 , flux en sortie de (1), vaut donc :

$$\phi_0 = \frac{1}{250} \times \frac{1}{2} = \frac{1}{500} \text{ flux émis par la diode}$$

Le facteur f_1 (formule (1) page 4) représente l'atténuation due à la traversée du faisceau (1) et du miroir semi-transparent :
 $f_1 = 0,5 \times 0,4 = 0,2$ (en négligeant la transparence de l'optique).
 Le facteur f_2 (formule (2) page 4) représente l'atténuation du faisceau (2): $f_2 = 0,5$.

3.2.3. EVALUATION DU FLUX PARASITE φ_1

Ce flux parasite résulte essentiellement de la réflexion parasite sur la face d'entrée de (1). Cette réflexion vaut :

$$\frac{\phi_{\text{émis}}}{250} \times \frac{4}{100} \quad (\text{indice des fibres} = 1,5) \text{ soit } \frac{16}{100}$$

du flux maximum reçu sur D_1 (lorsque $e = 0$). En fait, on n'en recueille expérimentalement que 10/100 du fait du foisonnement des fibres et de la diffusion.

Ce flux ne pouvant être physiquement éliminé, il n'est possible de s'en affranchir que par un traitement électronique .

3.2.4. FLUX RECUEILLIS SUR LES DETECTEURS

La diode émettrice a une puissance énergétique totale de l'ordre de 4 mW/A. Les flux maximum recueillis sur D_1 et D_2 sont donc respectivement $\frac{k}{2} \mu\text{W}$ et $k \mu\text{W}$ pour un courant de 250 mA.

Si $k = \frac{1}{10}$, le flux maximum reçu par D_1 vaut 50 nW. Ceci impose des détecteurs et des préamplificateurs ayant le meilleur rapport signal à bruit possible.

3.3. Traitement électronique des signaux (figure 4)

3.3.1. FREQUENCE DE MODULATION

Nous avons choisi une fréquence porteuse de modulation diode, sinusoïdale, de 60 KHz pour les raisons suivantes :

- A cette fréquence, les détecteurs quantiques photovoltaïques ont un rapport signal à bruit voisin du minimum.

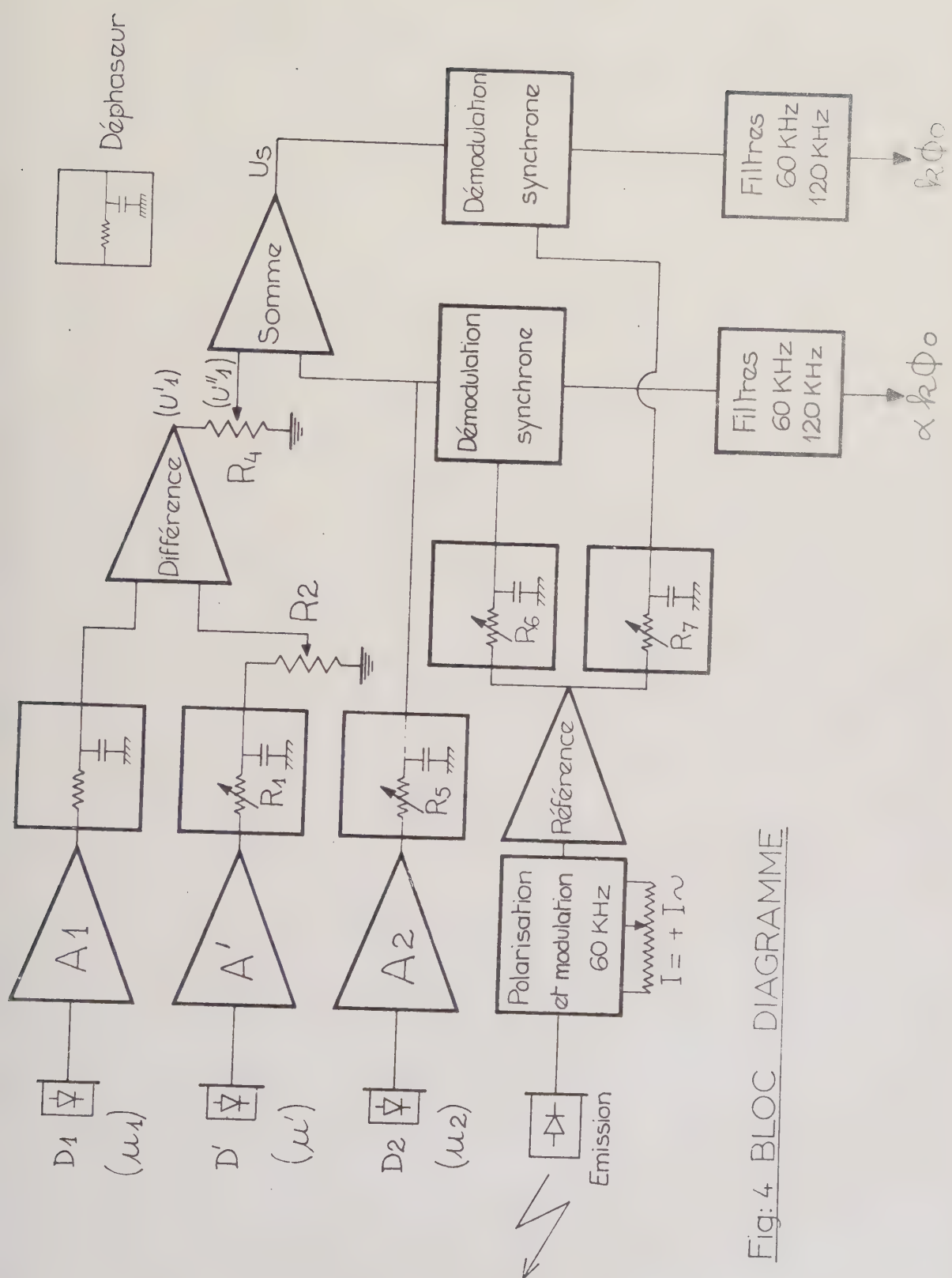


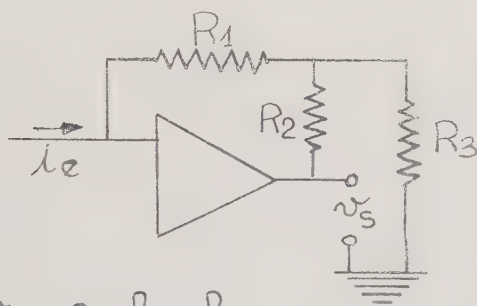
Fig: 4 BLOC DIAGRAMME

- Le traitement des signaux se fait simplement. La bande passante est réglable, il est ainsi possible d'étudier des phénomènes vibratoires jusqu'à des fréquences de 5 KHz.

3.3.2. PREAMPLIFICATEUR (figure 5)

Nous avons mis au point un préamplificateur de courant qui joue le rôle d'une impédance de charge très élevée tout en ayant une impédance d'entrée très faible.

3.3.2.1. Transfert courant tension



$$\frac{v_s}{i_e} = R_1 \frac{R_2 + R_3}{R_3}$$

$$R_1 = 560 \text{ K}\Omega$$

$$R_2 = 22 \text{ K}\Omega$$

$$R_3 = 1 \text{ K}\Omega$$

$$\frac{v_s}{i_e} = R_1 \frac{R_2 + R_3}{R_3} = 13 \text{ M}\Omega \quad \text{ou } 13 \text{ volts}/\mu\text{A}$$

Le préamplificateur joue le rôle d'une impédance de charge de $13 \text{ M}\Omega$ aux bornes du générateur de courant constitué par le détecteur.

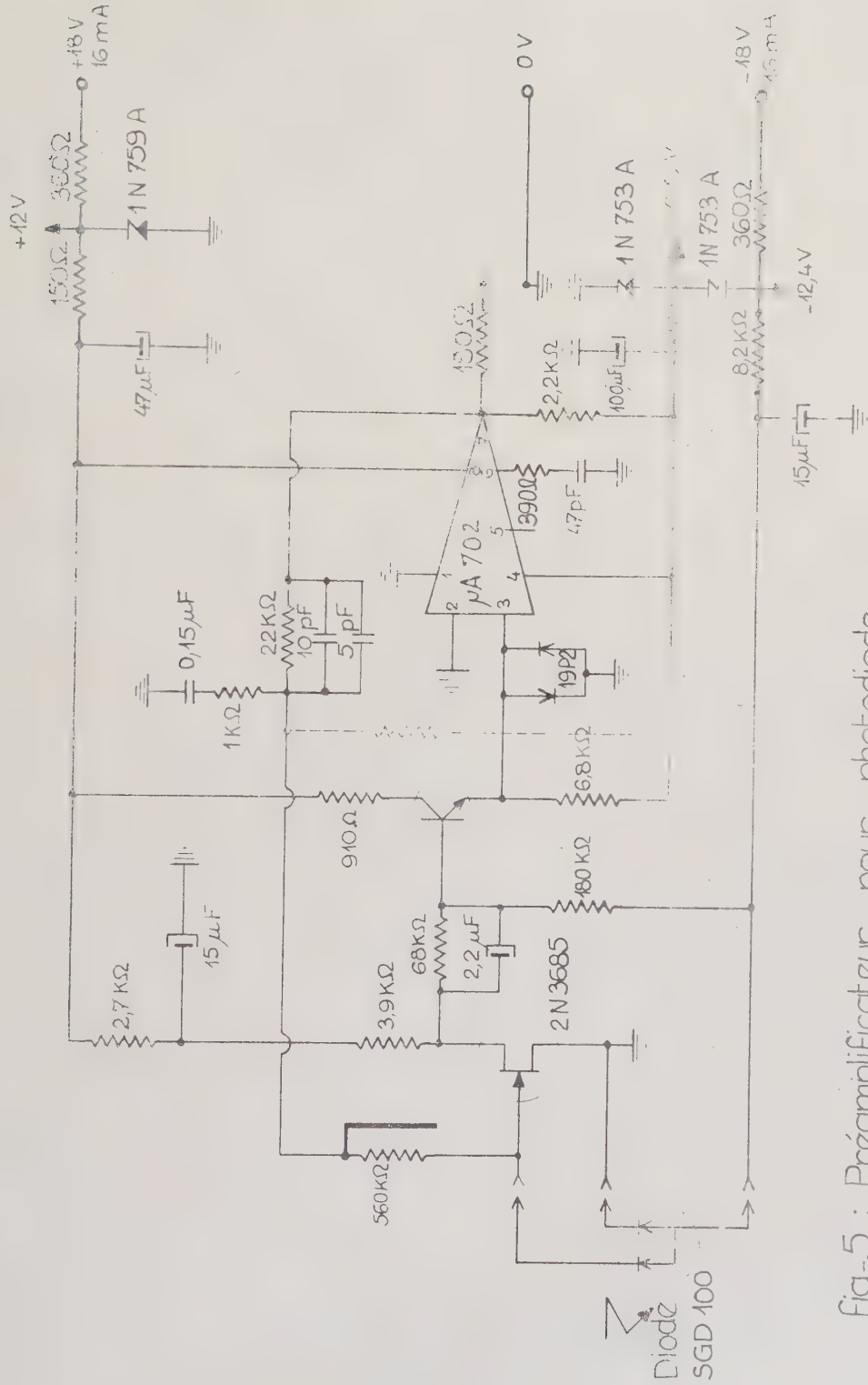


Fig-5 : Préamplificateur pour photodiode

3.3.2.2. Impédance d'entrée

$$Z_e = \frac{V_s}{A i_e} \quad \begin{array}{l} A \text{ étant le gain du préamplificateur} \\ \text{en boucle ouverte} \end{array}$$

$$A = 10\,000 \quad Z_e = 1,3 \text{ K}\Omega$$

Le RC intégrateur constitué par la capacité de la diode et son impédance de charge a une constante de temps

$$C_s Z_e$$

$$C_s = 20 \text{ pF}$$

$$Z_e = 1,3 \text{ K}\Omega$$

$$C_s Z_e = 26 \text{ ns}$$

3.3.2.3. Bande passante

La fréquence de coupure du système diode préamplificateur n'est pas limitée par la capacité propre de la diode ; elle est déterminée par le transistor à effet de champ d'entrée et le circuit intégré. Elle vaut environ 2 MHz. La réponse est plate à ± 1 dB entre 3 KHz et 2 MHz. Les basses fréquences (inférieures à 3 KHz) ont été coupées pour éviter les perturbations à basse fréquence dues en particulier aux variations de lumière ambiante.

3.3.2.4. Bruit

Nous avons mesuré une tension efficace de bruit de 8 millivolts en sortie pour les 2 MHz de bande passante. En nous plaçant dans le cas le plus défavorable où le bruit serait blanc, (le bruit BF et le bruit HF sont supérieurs au bruit à 60 KHz), le courant équivalent de bruit ramené à l'entrée par $\sqrt{\text{Hz}}$ serait :

$$\frac{8 \cdot 10^{-3}}{1,4 \cdot 10^3 \cdot 13 \cdot 10^6} = 0,44 \text{ pA} / \sqrt{\text{Hz}}$$

Or, nous avons trouvé pour la diode BPY.13 au paragraphe 1.2.2.9. un bruit de courant de $i_b = 0,4 \text{ pA} / \sqrt{\text{Hz}}$ (diode non éclairée). Ces deux bruits sont tout à fait comparables et le bruit en sortie de la chaîne diode-préamplificateur vaut approximativement :

$$\sqrt{2} i_b = 0,6 \text{ pA. H}^{-\frac{1}{2}}$$

Nous pouvons donc conclure que le préamplificateur est parfaitement adapté aux détecteurs photovoltaïques entre 0 et 2 MHz.

3.3.3. ANNULATION DU FLUX PARASITE φ_1 (SIGNAL u'_1)

Ce flux provenant des réflexions parasites sur la face d'entrée des fibres optiques est proportionnel à ϕ_0 . Nous avons donc prélevé une partie φ' du flux énergétique émis par la diode sur le détecteur D' de sensibilité s' : $u' = s' \varphi'$ (voir figure 4). Ce détecteur est suivi d'un préamplificateur A' identique aux préamplificateurs A₁ et A₂, d'un atténuateur (R_2) et d'un déphaseur réglable (quelques degrés). L'annulation de φ_1 se fait dans un amplificateur opérationnel intégré de gain ramené à 5,75 par contre réaction. L'atténuation a_2 de R_2 est réglée pour que $u'_1 = u_1 - a_2 u' = 0$ en l'absence de surface réfléchissante (M).

3.3.4. EQUILIBRAGE DES VOIES (SIGNAL u''_1)

Pour tenir compte des atténuations et des sensibilités différentes $s_1 f_1$ et $s_2 f_2$, un atténuateur R_4 a été introduit pour réaliser l'opération :

$$u''_1 = \frac{u'_1}{h} \quad h = \frac{s_1 f_1}{s_2 f_2}$$

3.3.5. SOMME DES SIGNAUX (SIGNAL u_s)

La somme se fait dans un amplificateur opérationnel intégré, de gain ramené à 0,36 par contre-réaction :

$$u_1 + u_2 = u_s = s_2 f_2 k \phi_0$$

3.3.6. DEMODULATION SYNCHRONE

Le signal superposé à la modulation de référence à 60 KHz est comparé à celle-ci dans un circuit de démodulation.

Les caractéristiques fondamentales de cette opération sont la linéarité de la détection effectuée et l'amélioration du rapport signal à bruit.

La limitation de la bande passante à 5 KHz par un réseau intégrateur simple laisse apparaître les résiduelles de filtrage du signal démodulé à 60 et 120 KHz ; nous les avons éliminées par deux filtres en double T accordés à 60 et 120 KHz.

3.3.7. CIRCUIT DE MODULATION DE LA DIODE ÉMETTRICE

La diode émettrice est modulée sinusoïdalement en courant du fait de la proportionnalité entre le courant et le flux émis. Un potentiomètre permet de régler le flux émis en fonction de la réflectivité de la surface à mesurer, de façon à éviter la saturation des circuits électroniques.

...

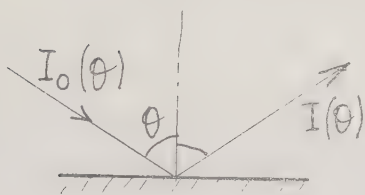
4. ETUDE THEORIQUE DE LA LOI $\alpha = F(e)$

4.1. Définition des paramètres

4.1.1. ETAT DE LA SURFACE DE REFERENCE (M)

La lumière peut être diffusée, absorbée ou réfléchi par la surface (M).

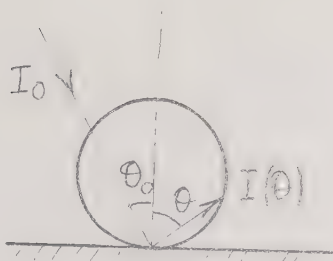
Cas d'une surface non diffusante



L'intensité énergétique $I_0(\theta)$ à l'incidence θ est multipliée par un coefficient de réflexion k qui est sensiblement constant pour de faibles incidences :

$$I(\theta) = k I_0(\theta)$$

Cas d'une surface parfaitement diffusante



Par définition, la surface rayonne selon une loi de Lambert quelle que soit l'incidence .

$$I(\theta) = I_0(\theta_0) \cos \theta_0 \cos \theta$$

Dans le cas où $\theta_0 = 0$

$$I(\theta) = I_0 \cos \theta$$

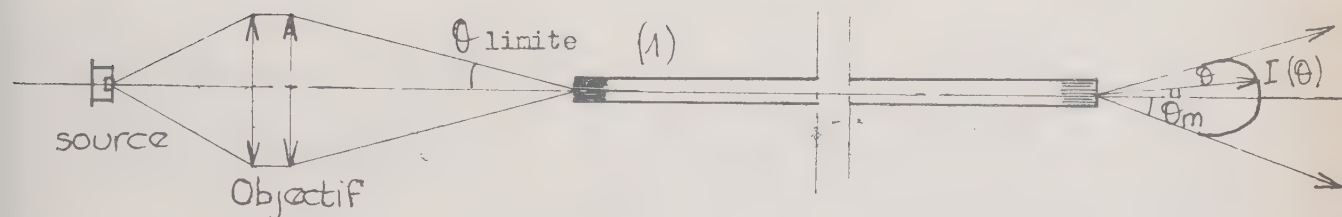
Cas général

Il n'existe pas de surface parfaitement diffusante. Nous considérerons la diffusion comme un phénomène parasite se superposant à la réflexion et nous étudierons expérimentalement l'indicatrice $I(\theta)$ de l'intensité énergétique réfléchi et diffusée sur plusieurs types de surface.

...

4.1.2. INDICATRICE SPHERIQUE DU FLUX Φ_0

L'intensité énergétique $I(\theta)$ observée à l'incidence θ en sortie du faisceau (1) dépend de nombreux paramètres et ne peut pratiquement être déterminée qu'expérimentalement. Cependant, les demi-angles au sommet limites, à l'entrée et à la sortie, sont égaux (la lumière se propage uniquement par réflexion totale à l'intérieur de la fibre). On assimilera l'angle limite à l'angle θ_m qui caractérise mieux l'indicatrice $I(\theta)$.



On a représenté sur la figure 7 la méridienne de l'indicatrice de ϕ_0 donnant $I(\theta)$ dans les conditions que nous avons adoptées pour la construction de l'appareil.

θ_m en sortie est de l'ordre de 5° au lieu des 4° à l'entrée. Cette différence résulte d'une diffusion sur les faces d'entrée et de sortie des fibres qu'il est difficile de polir parfaitement.

Remarque : L'indicatrice de $I(\theta)$ n'est pas modifiée lorsque l'on déforme le faisceau (1).

4.1.3. RAPPORT $\frac{R_2}{R_1}$

Le rapport des rayons $\frac{R_2}{R_1}$ intervient directement pour délimiter

le domaine de linéarité du domaine de saturation.

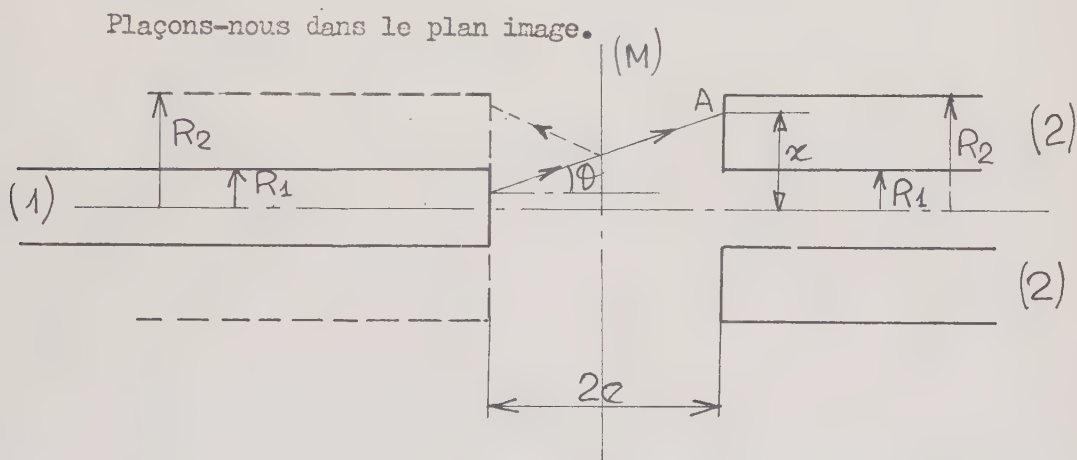
4.1.4. TEMPERATURE

La température intervient sur le flux ϕ_0 . L'arséniure de gallium étant plus absorbant lorsque la température croît, le rendement des diodes émettrices diminue. Cependant, la méthode retenue (division d'un signal proportionnel à $k\phi_0$ par $k\phi_0$) nous affranchit des variations de ϕ_0 . Ceci n'est vrai que si les détecteurs sont aussi identiques que possible. (Ils sont choisis pour avoir les mêmes variations de sensibilité en fonction de la température).

Par conséquent, la température n'influe pratiquement pas sur les mesures si les détecteurs sont appairés.

4.2. Calcul dans le cas d'une surface parfaitement réfléchissante

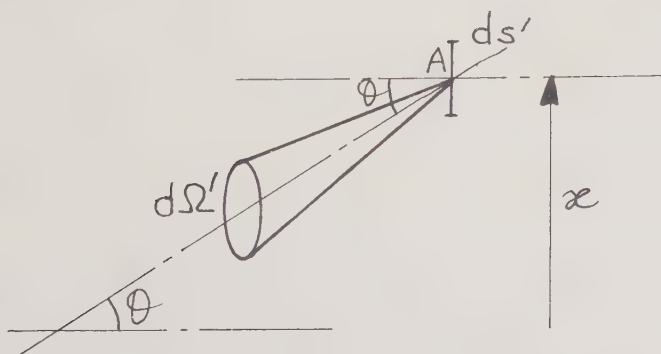
4.2.1. EXPRESSION DU FLUX TRANSMIS (figure 6)



Le facteur de transmission $\alpha = F(e)$ correspond à la fraction de flux sortant du faisceau (1) et recueillie par le faisceau (2). Les rayons qui attaquent la face d'entrée du faisceau récepteur (2) sont diaphragmés par la couronne comprise entre les rayons R_1 et R_2 . Soit A un point de cette couronne d'abscisse x . La couronne élémentaire passant par A a une surface $2x dx$. Cherchons à exprimer le flux reçu par cette couronne élémentaire entre les angles θ et $\theta + d\theta$

La formule de Lambert donne :

$$d^2\varphi = \mathcal{L} ds' \cos \theta d\Omega' \quad (\mathcal{L} : \text{luminance})$$



$$ds' = 2x dx$$

$$\text{Par définition : } \mathcal{L} \cos \theta = \frac{I(\theta)}{ds} = KI(\theta)$$

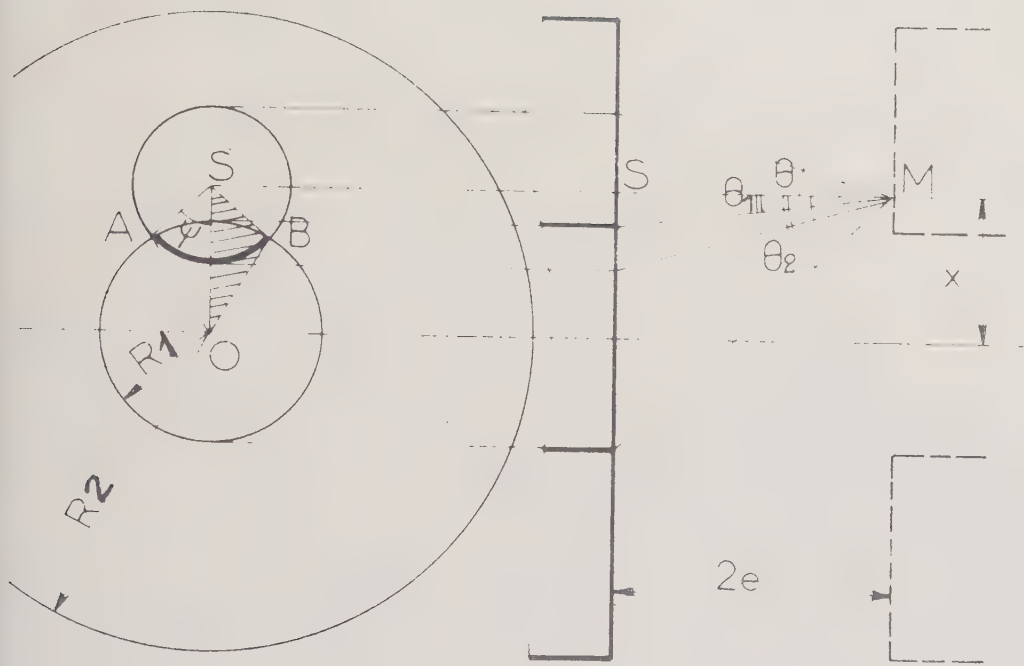
ds est une petite surface (surface du détecteur) constante, perpendiculaire au rayon vecteur d'incidence θ . Ceci correspond bien aux conditions expérimentales qui nous ont permis de relever une courbe du type de celle de la figure 7.

Evaluation de $d\Omega'$ (figure 6)

Ω' est un angle solide de sommet A, de demi angle au sommet θ . Sur la face de sortie de (1), les rayons correspondants dessinent une circonférence de centre S et de rayon $2x \tan \theta$. La partie utile $\widehat{AB}$ de cette circonférence est celle qui est située à l'intérieur du cercle de centre O et de rayon R_1 . Soit 2ψ l'angle au centre (sommet S) correspondant à l'arc $\widehat{AB}$. La partie utile $d\Omega'$ exprime :

$$d\Omega' = \frac{\psi(x, \theta)}{\pi} 2\pi \sin \theta d\theta$$

$$\text{Finalement : } d^2\varphi = K 4\pi I(\theta) \psi(x, \theta) x \sin \theta d\theta dx$$



$$SA = SB = 2e \operatorname{tg} \theta$$

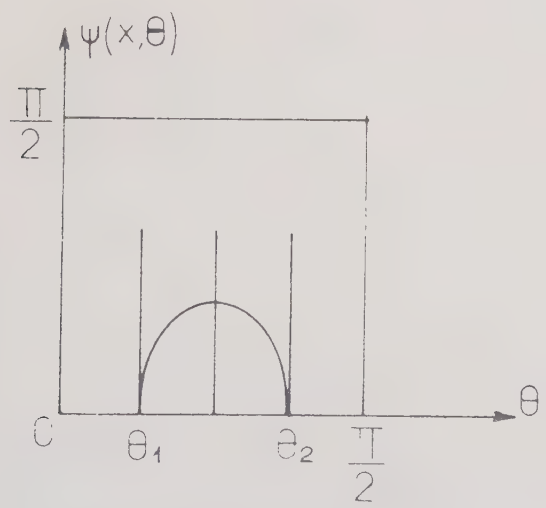


FIGURE 6

Le flux total transmis $\varphi(e)$ sera calculé au moyen de l'intégrale double :

$$\varphi(e) = \int_{R_1}^{R_2} \int_{\theta_1(x)}^{\theta_2(x)} d\varphi(x, \theta)$$

θ_1 et θ_2 étant les limites déterminées par :

$$\theta_1 = \text{Arc tg} \frac{x - R_1}{2e} \quad \theta_2 = \text{Arc tg} \frac{x + R_1}{2e}$$

4.2.2. CALCUL DE L'INTEGRALE DOUBLE

Détermination de $\varphi(x, \theta)$

$$R_1^2 = x^2 + 4e^2 \text{tg}^2 \theta - 4ex \text{tg} \theta \cos \psi$$

$$\psi = \text{Arccos} \frac{x^2 + 4e^2 \text{tg}^2 \theta - R_1^2}{4ex \text{tg} \theta}$$

$$\text{Pour } \theta_1 = \text{Arc tg} \frac{x - R_1}{2e} \quad \cos \psi = 1 \quad \psi = 0$$

$$\theta_2 = \text{Arc tg} \frac{x + R_1}{2e} \quad \cos \psi = 1 \quad \psi = 0$$

La fonction $\psi(x, \theta)$ possède des dérivées infinies pour

$\theta = \theta_1$ et $\theta = \theta_2$. Cette particularité rend l'intégration imprécise. Pour pallier cet inconvénient, on effectue un double changement de variable :

$$\begin{cases} u = \sqrt{\theta - \theta_1} \\ v = \sqrt{u_2 - u} \end{cases} \quad \text{avec } u_2 = \sqrt{\theta_2 - \theta_1}$$

$$u = \sqrt{\theta_2 - \theta_1} - v^2$$

$$\theta = u^2 + \theta_1 = v^4 - 2v^2 \sqrt{\theta_2 - \theta_1} + \theta_2$$

On en déduit :

$$\text{tg } \psi = \frac{\sqrt{(\text{tg } \theta + \text{tg } \theta_1)(\text{tg } \theta + \text{tg } \theta_2)(\text{tg } \theta - \text{tg } \theta_1)(\text{tg } \theta_2 - \text{tg } \theta)}}{\text{tg}^2 \theta + \text{tg } \theta_1 \text{tg } \theta_2}$$

$$\theta_1 < \theta < \theta_2$$

...

Expression de l'intégrale double

$$\alpha = F(e) = k \int_{R_1}^{R_2} \left[\int_{\theta_1(x)}^{\theta_2(x)} \sin \theta \psi(x, \theta) I(\theta) \frac{d\theta}{4} \right] x dx$$

Calcul sur PB 250

La fonction $I(\theta)$ est calculée au moyen d'un polynôme d'interpolation de Lagrange, à partir des résultats expérimentaux.

La méthode adoptée pour calculer les intégrales est la méthode de Gauss. On se ramène ~~au~~ segment normalisé $(-1, +1)$ pour des abscisses normalisées x_p . Chaque valeur de la fonction à intégrer est multipliée par des quantités normalisées h_p .

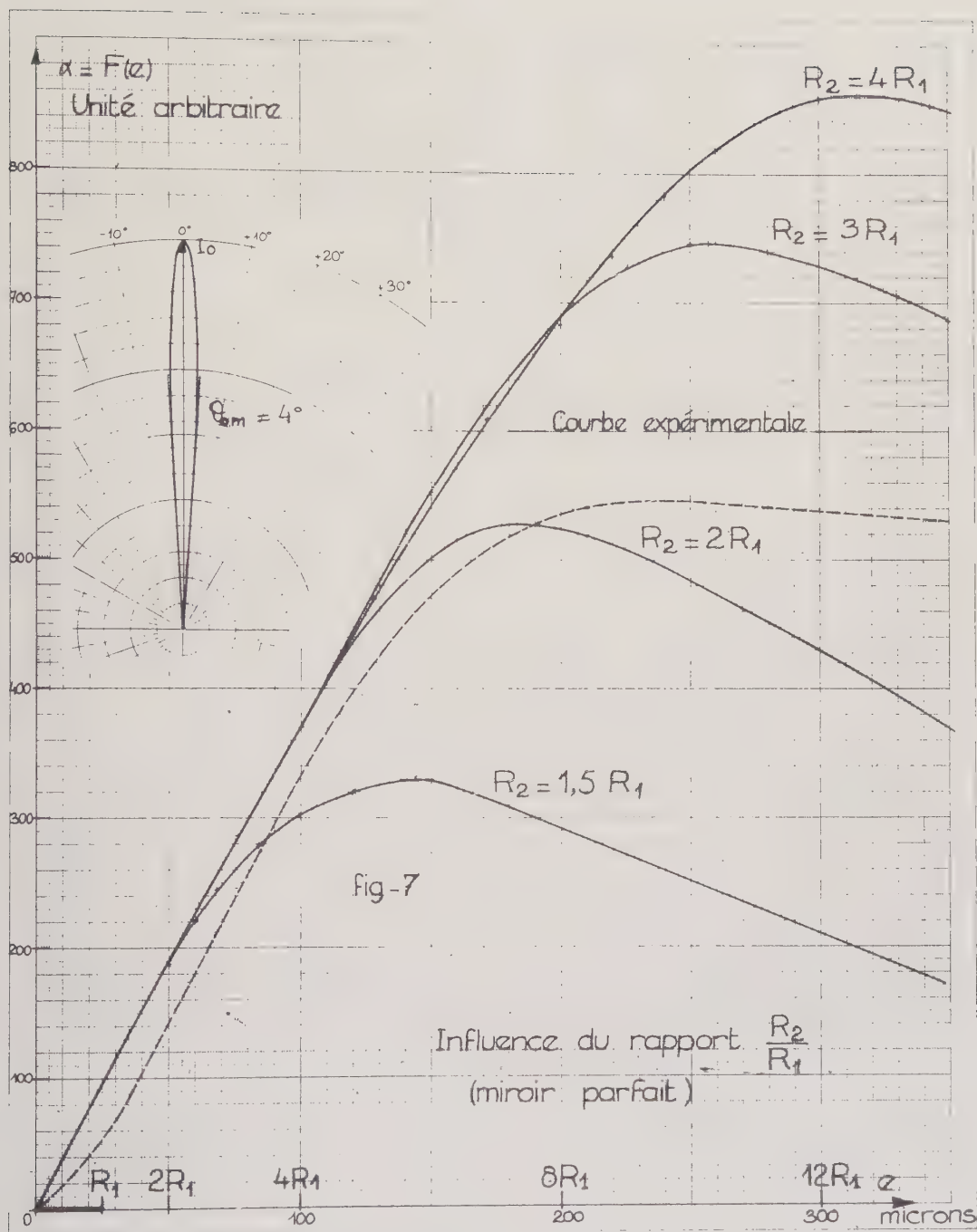
4.2.3. COURBE D'ETALONNAGE THEORIQUE (MIROIR PARFAIT)

La courbe d'étalonnage a été représentée sur la figure 7 avec une ordonnée arbitraire, pour des rayons $R_1 = 25 \mu$, $R_2 = 3 R_1 = 75 \mu$. On observera une zone linéaire (à mieux que 1 %) qui s'étend de 0 à 125μ et la zone de saturation qui plafonne pour 260μ . Nous avons représenté sur la même figure la fonction $I(\theta)$ ($\theta_{om} = 4^\circ$) utilisée pour les calculs.

4.2.4. INFLUENCE DE θ_m

Comme nous l'avons précédemment montré par un calcul simple le domaine de mesure avant saturation ne peut être supérieur à :

$$D = \frac{R_2 - R_1}{2 \operatorname{tg} \theta_m} \quad (3)$$



On a donc intérêt à faire θ_m le plus faible possible pour avoir un domaine de linéarité le plus grand possible mais le flux énergétique diminue proportionnellement à θ^2 .

On a représenté sur la figure 8 les courbes d'étalonnage correspondant aux lobes mesurés expérimentalement pour

$$\theta_{om} = 4^\circ \text{ et } \theta_m = 14^\circ \text{ (figure 8)}$$

Le choix de $\theta_{om} = 4^\circ$ pour la construction de l'appareil résulte donc d'un compromis entre linéarité et sensibilité

4.2.5. INFLUENCE DE $\frac{R_2}{R_1}$

D'après la formule (3) précédente, on a intérêt à avoir $R_2 \gg R_1$.

Nous avons représenté sur la figure 7 les courbes obtenues pour $R_2 = 1,5 R_1$; $R_2 = 2R_1$; $R_2 = 3R_1$; $R_2 = 4R_1$

Ici encore, il existe une limite : plus le capteur s'éloigne du miroir, plus le flux de retour de compensation est atténué.

Nous avons représenté sur la figure 10 la valeur du domaine linéaire D (à 1 %) et le lieu des abscisses e_s correspondant à la saturation en fonction du rapport $\frac{R_2}{R_1}$. On constate que

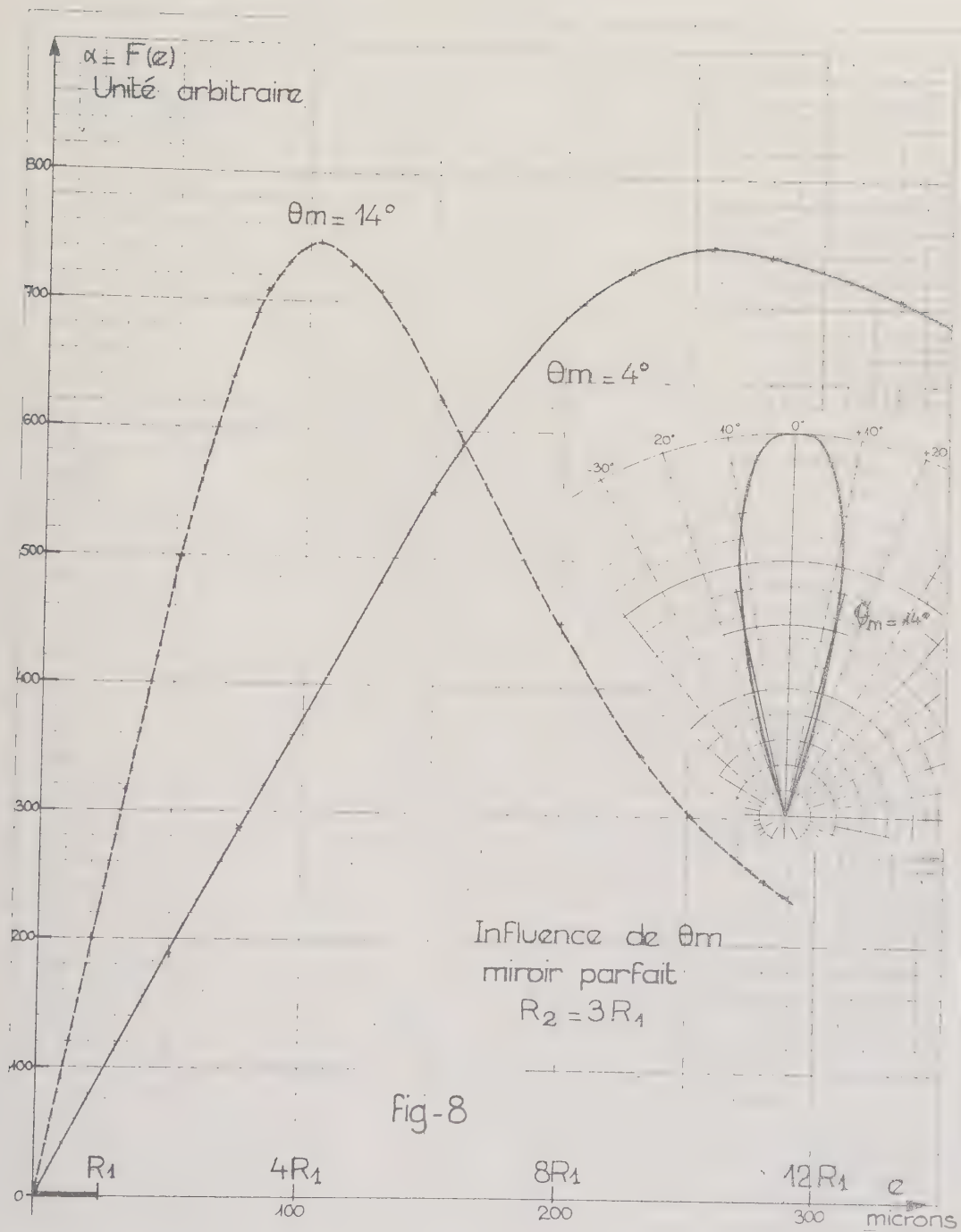
ces deux lieux sont sensiblement proportionnels au rapport $\frac{R_2}{R_1}$

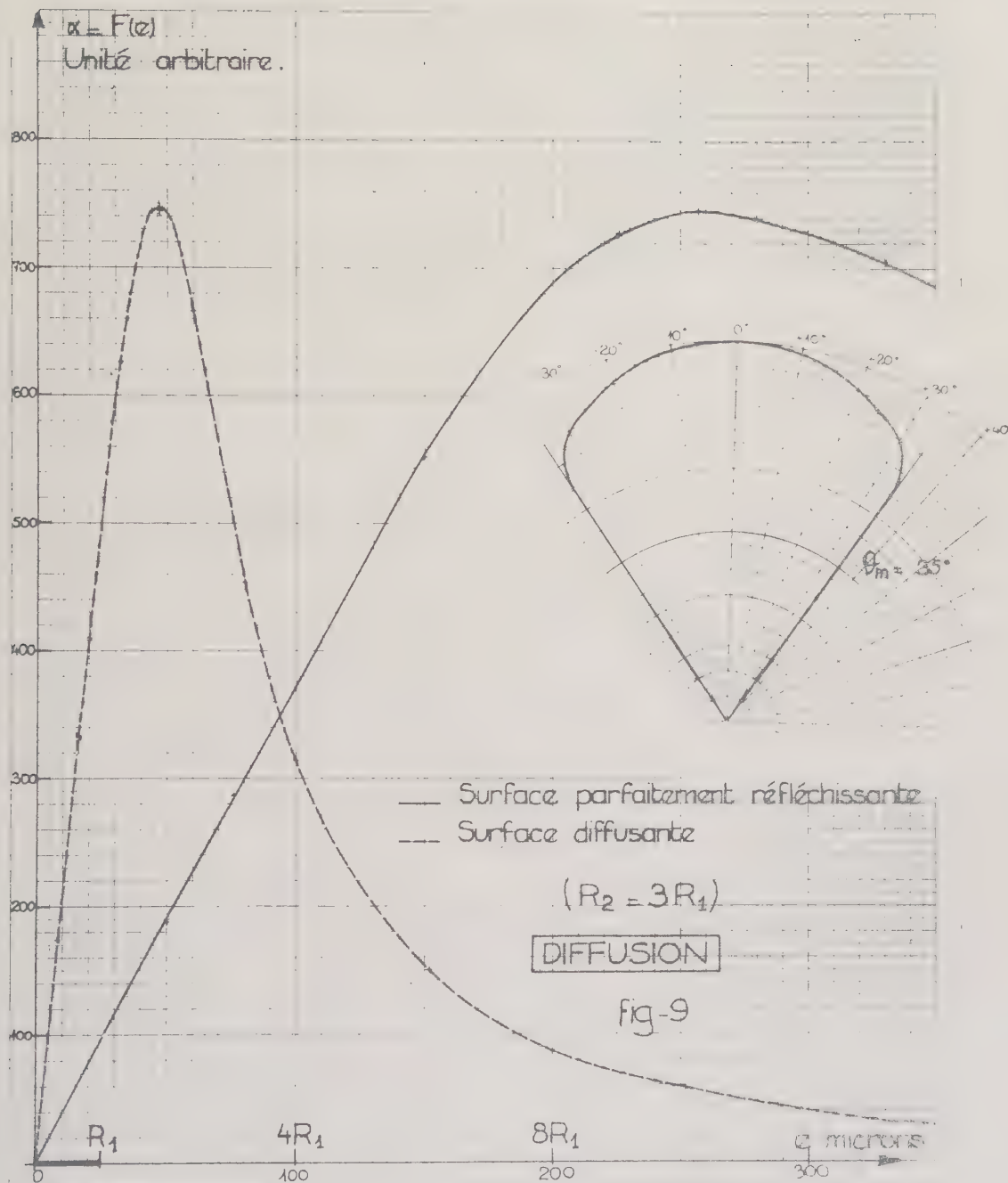
et qu'il existe une corrélation : $\frac{e_s}{D} \simeq 1,65$

4.3. Cas d'une surface parfaitement diffusante

D'après la définition, quelle que soit l'indicatrice du flux émis, le flux diffusé par la surface (M) suit une loi en $\cos \theta$.

L'hypothèse la plus simple consiste à supposer que le flux sortant du faisceau (1) suit la loi de Lambert. Donc, pour calculer l'intégrale on posera : $I = I_0 \cos \theta$





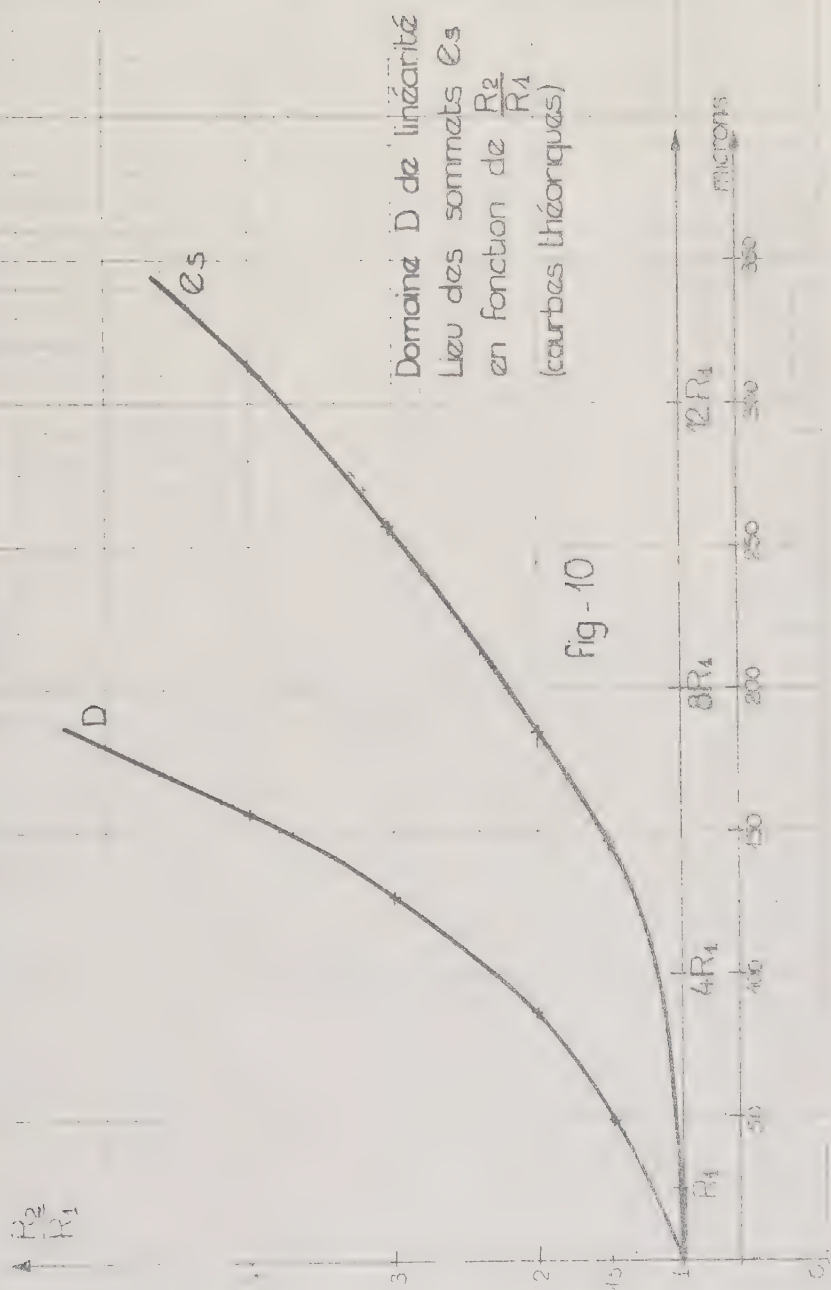


Fig - 10

Domaine D de linéarité
Lieu des sommets E_s
en fonction de $\frac{R_2}{R_1}$
(courbes théoriques)

Et, en tenant compte de l'angle limite θ_f , le flux recueilli par la fibre vaut :

$$\phi_0 = \int_0^{\theta_f} 2\pi I_0 \cos \theta \sin \theta d\theta$$

Nous avons représenté sur la figure (9) l'indicatrice sphérique et la courbe d'étalonnage correspondante, que nous avons comparée à celle du § 4.2.3. obtenue pour une surface parfaitement réfléchissante.

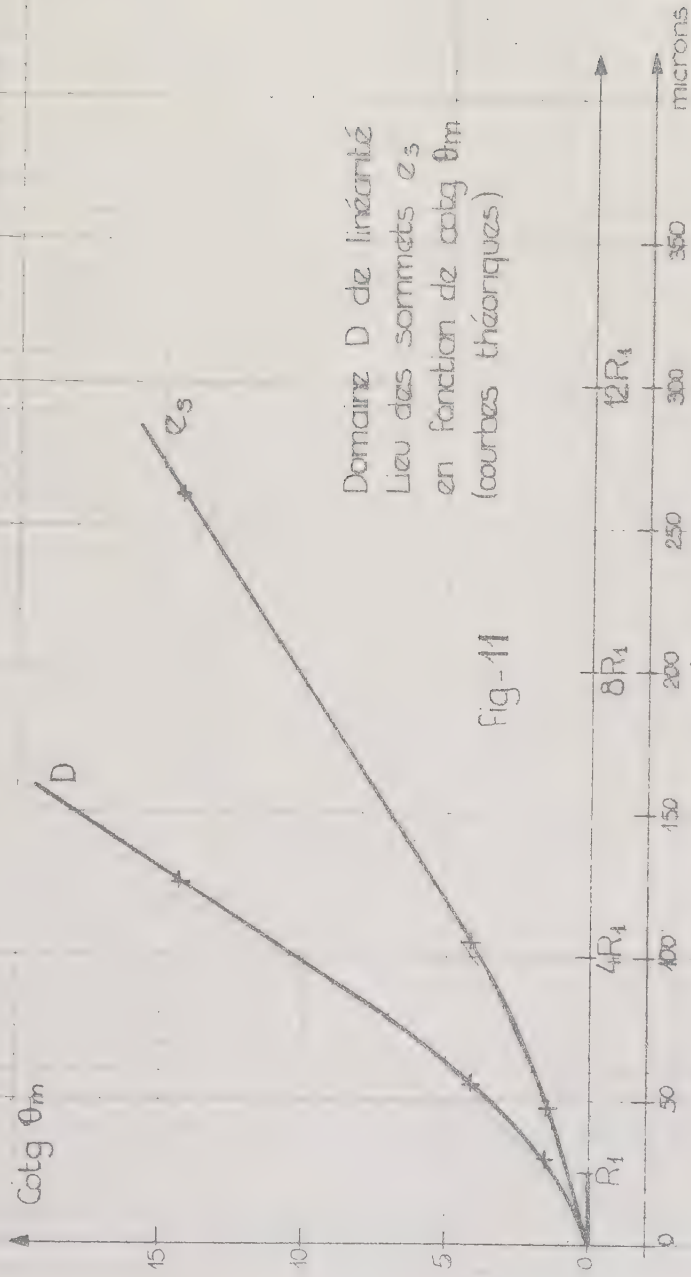
Nous constatons que le domaine linéaire de mesure diminue notablement ainsi que le flux recueilli ; d'où une sensibilité réduite.

Nous avons représenté sur la figure 11 la valeur du domaine linéaire D (à 1 %) et le lieu des abscisses e_s (saturation) en fonction de $\frac{1}{\tan \theta_m}$. Ces deux lieux sont sensiblement proportionnels à $\frac{1}{\tan \theta_m}$ et il existe une corrélation : $\frac{e_s}{D} \simeq 2$

4.4 Cas général

C'est le cas d'une surface de réflectivité $k \neq 1$ qui présente une certaine diffusion. Le calcul n'est pas possible car il faudrait tenir compte de trop de paramètres mal définis.

Nous nous reporterons aux résultats expérimentaux établis ci-dessous.



Domaine D de linéarité
Lieu des sommets z_s
en fonction de $\text{cotg } \theta_m$
(courbes théoriques)

Fig-11

5. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET PERFORMANCES

5.1. Description (photographies des figures 12 et 13)

L'appareil se compose d'un capteur en fibres optiques monté sur une tête de mesure et d'un coffret contenant toute la partie électronique.

5.1.1. TETE DE MESURE

Elle comprend le système optique décrit sur la figure 3 et les trois préamplificateurs A_1 , A_2 et A' .

5.1.2. LE COFFRET ELECTRONIQUE COMPREND :

1) Une carte imprimée n° 1

Sa fonction est de faire la différence des signaux délivrés par A_1 et A' . Elle porte trois potentiomètres de réglage : R_1, R_2, R_3 .

R_1 : équilibrage des déphasages des signaux u_1 et u' .

R_2 : atténuation a_2 du signal u' . Le réglage est tel que

$$u'_1 = u_1 - a_2 \cdot u' = 0 \text{ en l'absence de surface réfléchissante}$$

R_3 : réglage d'offset.

2) Une carte imprimée n° 2

Sa fonction est de faire la somme $u_3 = u''_1 + u_2$ de façon à obtenir le signal $k \phi_0$.

Elle porte quatre potentiomètres de réglage : R_4, R_5, R_6, R_7 .

R_4 : sert à équilibrer les atténuations optiques et les sensibilités différentes des deux voies (1) et (2)

$$u''_1 = \frac{u_1}{h} \quad h = \frac{a_1 f_1}{a_2 f_2}$$

Le réglage est tel que le signal reste constant lorsque la surface réfléchissante M se déplace dans la zone linéaire de la courbe d'étalonnage.

R_5 : équilibrage des déphasages des signaux u''_1 et u_2 .

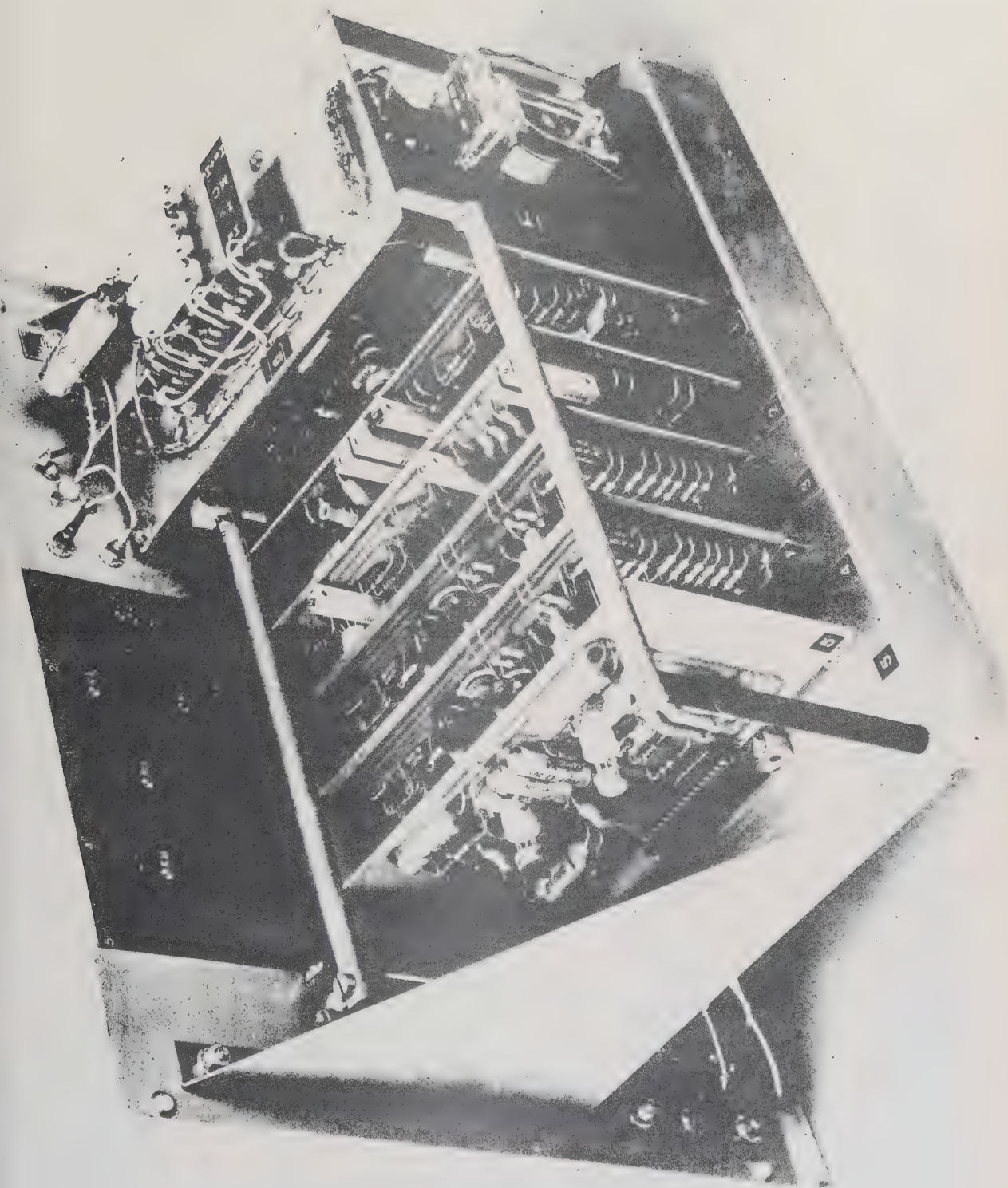


FIGURE 12

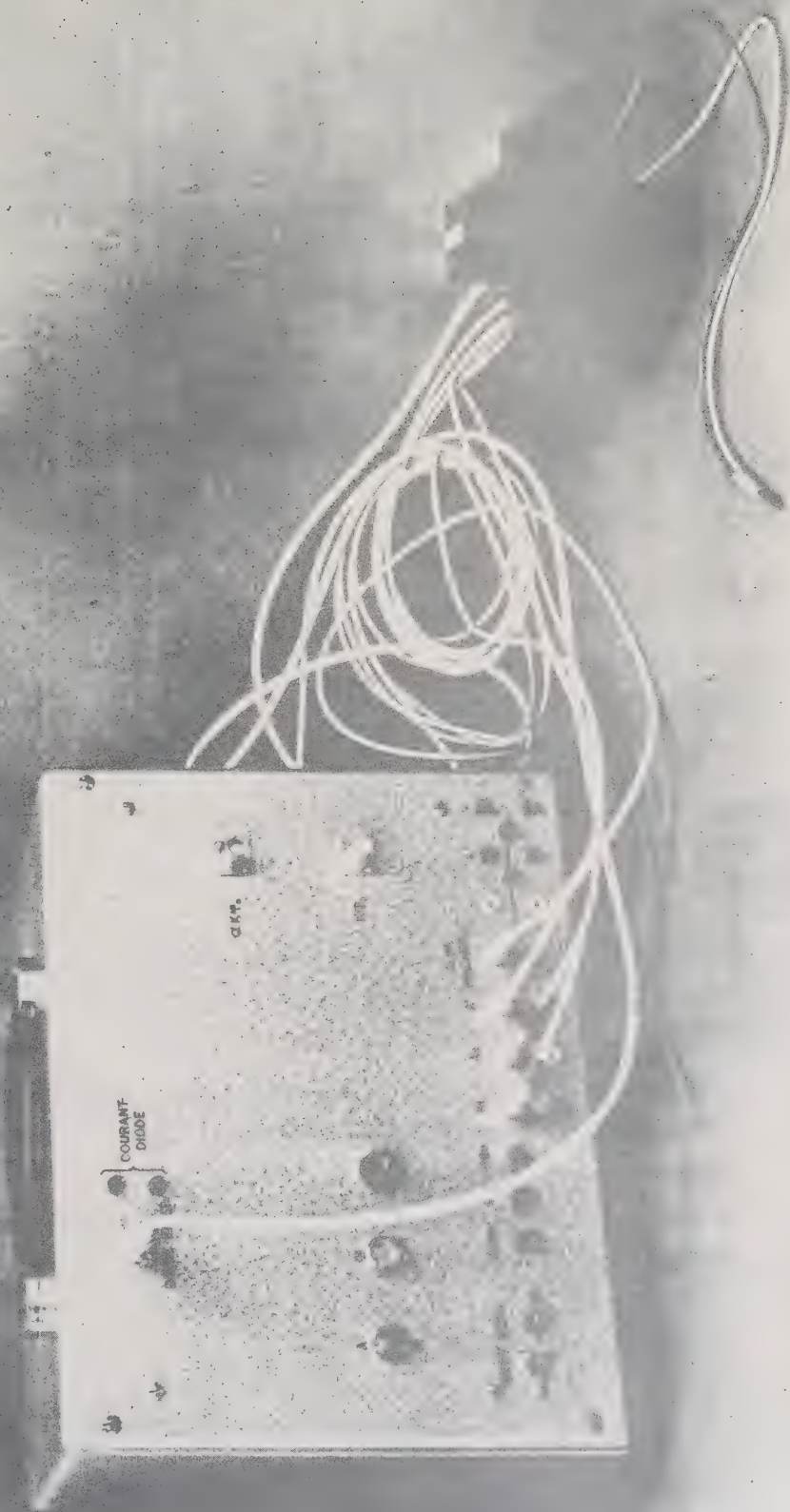


FIGURE 13

ϕ_2 : Couplage ou déphasage entre u_2 et le signal de référence du démodulateur synchrone piloté par la modulation de la diode émettrice.

3) Une carte imprimée n° 3

Démodulateur synchrone du signal u_2 . Un potentiomètre R'_{10} permet de régler l'offset.

4) Une carte imprimée n° 4

Démodulateur synchrone du signal u_3 . Un potentiomètre R'_{10} permet de régler l'offset.

5) Une carte imprimée n° 5

2 filtres double T réglés sur 60 KHz

2 filtres double T réglés sur 120 KHz

6) Une carte imprimée n° 6 de polarisation-modulation de la diode émettrice.

7) Alimentation stabilisée continue (5 volts, 4 Ampères) raccordée à la diode émettrice.

8) Une plaquette portant les potentiomètres de réglage :

I = courant continu de polarisation

$I \sim$ courant de modulation

M.C. mode commun

$I = I + I \sim$ réglage à profondeur de modulation constante.

5.2. Mise en oeuvre (figures 4 et 12)

- 1) On met le capteur à la distance e_0 (saturation sur la courbe d'illumination) de la surface de référence et on vérifie que le signal $\times 1\%$ ne dépasse pas 5 volts.

Si le signal dépasse 5 volts il faut réduire le courant dans la diode émettrice à l'aide du potentiomètre $I_{=+} I_{\sim}$

Si le signal est inférieur à 5 volts, on peut tenter de l'augmenter à cette valeur limite en augmentant le courant dans la diode

émettrice, en veillant toutefois à ne pas dépasser 0,5 A en continu (1,2 volts sur voltmètre continu branché aux bornes de la prise

COURANT DIODE prévue à cet effet).

A titre indicatif, la tension efficace mesurée aux bornes de la prise COURANT DIODE sur un voltmètre alternatif vaut 590 mV.

Elle correspond à un courant efficace de 246 mA, d'où une profondeur de modulation de 70 %.

2) On note la surface de référence et on agit sur R_2 pour que u_1 soit nul (millivoltmètre alternatif branché sur la prise test 1).

3) On place la surface de référence à une distance comprise à l'intérieur du domaine linéaire de la courbe d'étalonnage et on agit sur R_4 de façon à ce que le signal $k\phi$, reste constant quelle que soit la position de la surface dans ce domaine.

5.3. Sensibilité

5.3.1. EXPRESSION

La sensibilité dépend essentiellement :

- de la détectivité des diodes D_1 et D_2 et du facteur de bruit des préamplificateurs,
- de la bande passante,
- du flux ϕ_0 sortant de (1)
- de l'état et de la réflectivité de la surface M,
- du point considéré sur la courbe d'étalonnage.

Les diodes D_1 et D_2 sont caractérisées par leur "puissance équivalente de bruit" (noise equivalent power N.E.P.), exprimée en Watt. Hertz^{-1/2} : chaque détecteur se caractérise par un bruit en tension qui vaut :

$$b = s P_N \sqrt{\Delta f}$$

où Δf représente la bande passante.

D'autre part :
$$\begin{cases} u_1 = s_1 f_1 (1-\alpha) k \phi_0 + \varphi_1 \\ u_2 = s_2 f_2 \alpha k \phi_0 \end{cases}$$

$$\alpha = F(e) = \frac{u_2}{u_2 + \frac{s_2 f_2}{s_1 f_1} (u_1 - \varphi_1)} = \frac{u_2}{u_2 + \frac{u_1 - \varphi_1}{h}}$$

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{\Delta u_2}{u_2} + \frac{\Delta u_2}{u_2 + \left(\frac{u_1 - \varphi_1}{h} \right)} + \frac{1}{h} \frac{u_1}{u_2 + \left(\frac{u_1 - \varphi_1}{h} \right)}$$

or :

$$u_2 + \frac{u_1 - \varphi_1}{h} = u_3 = s_2 f_2 k \phi_0$$

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{\Delta u_2}{u_2} + \frac{\Delta u_2}{s_2 f_2 k \phi_0} + \frac{\Delta u_1}{s_1 f_1 k \phi_0}$$

Pratiquement $s_1 \simeq s_2$; $f_2 = 2 f_1$

$$\text{et } \Delta u_1 = \Delta u_2 = b$$

La formule précédente se réduit à :

$$\boxed{\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{b}{u_2} + \frac{3b}{s_2 f_2 k \phi_0} = \frac{b}{u_2} + \frac{3b}{u_3}}$$

Deux cas :

1) $u_2 \ll u_3$ ($u_3 = s_2 f_2 k \phi_0$)

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} \simeq \frac{b}{u_2}$$

Au pied de la courbe d'étalonnage la sensibilité est médiocre et dépend de u_2 . La sensibilité du capteur est proportionnelle à u_2 .

- 2) u_2 de l'ordre de grandeur de u_s . On est en fait dans la zone linéaire. La sensibilité peut être approximée par la formule

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{4b}{u_s} = \frac{4b}{s_2 f_2 k \phi_0} = \frac{4 P_N \sqrt{\Delta f}}{f_2 k \phi_0}$$

$$\boxed{\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{4 P_N \sqrt{\Delta f}}{f_2 k \phi_0}}$$

Pour améliorer la sensibilité du capteur, il faut :

- diminuer la puissance de bruit des détecteurs (diodes SGD 100 avec anneau de garde),
- avoir la bande passante la plus étroite possible (déterminée strictement par le phénomène étudié),
- augmenter le flux énergétique ϕ_0 (diodes émettrices ayant un bon rendement quantique, optique bien étudiée pour éviter les pertes de flux, traitement anti-reflets à 0,9 μ des lentilles et des miroirs...),
- augmenter la transmittance f_2 des fibres (éviter le foisonnement...),
- utiliser des surfaces de référence ayant une bonne réflectivité.

5.3.2. PERFORMANCES

Une diode performante, dans les conditions moyennes d'éclairement, a une puissance de bruit :

$$P_N \approx 10^{-12} \text{ W. } H_z^{-1/2}$$

Dans les conditions normales d'utilisation :

$$P_2 \Phi_0 \approx 1 \mu W$$

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{4 \cdot 10^{-12} \sqrt{\Delta f}}{10^{-6} k} = 4 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{\Delta f}}{k}$$

Pour une réflectivité de $k = 0,1$ et une bande passante de 5 000 Hz :

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = 4 \cdot 10^{-4} \sqrt{50} \approx \underline{\underline{3 \cdot 10^{-3}}}$$

5.3.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

En fait, les précisions théoriques ne sont pas atteintes

car il reste après démodulation des signaux résiduels à 60 KHz et à 120 KHz et chaque étage d'amplification apporte lui-même du bruit.

En large bande (5 KHz) la tension résiduelle efficace est de 10 mV pour un signal moyen de 3 volts efficaces (saturation 6 volts) sur une surface de réflectivité $k > 0,1$.

Donc :

$$\Delta f = 5\,000 \text{ Hz}$$

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = 3,5 \cdot 10^{-3}$$

On en déduit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \approx 5 \cdot 10^{-5} \sqrt{\Delta f} \\ k > 0,1 \end{array} \right.$$

k n'intervient pas dans la formule car il est possible d'augmenter le courant de modulation de la diode émettrice de façon à compenser les pertes dues à l'atténuation k de la surface.

Mais si $k < 0,1$ la compensation est insuffisante et la formule s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \approx \frac{5 \cdot 10^{-5} \sqrt{\Delta f}}{10k} \\ k < 0,1 \end{array} \right.$$

5.4. Linéarité et domaine de mesure

La courbe d'étalonnage présente un défaut de linéarité pour de très faibles distances, $e < d$, du fait du foisonnement des fibres, de la diffusion etc....

A l'autre bout de l'échelle, la courbe s'incurve à partir de $e = D$ du fait de la saturation.

On définit la zone linéaire (d, D) en s'imposant une linéarité meilleure que 1 % (on pourrait de même définir une linéarité meilleure que 1 ‰).

5.4.1. CONTROLE DE LA LINEARITE

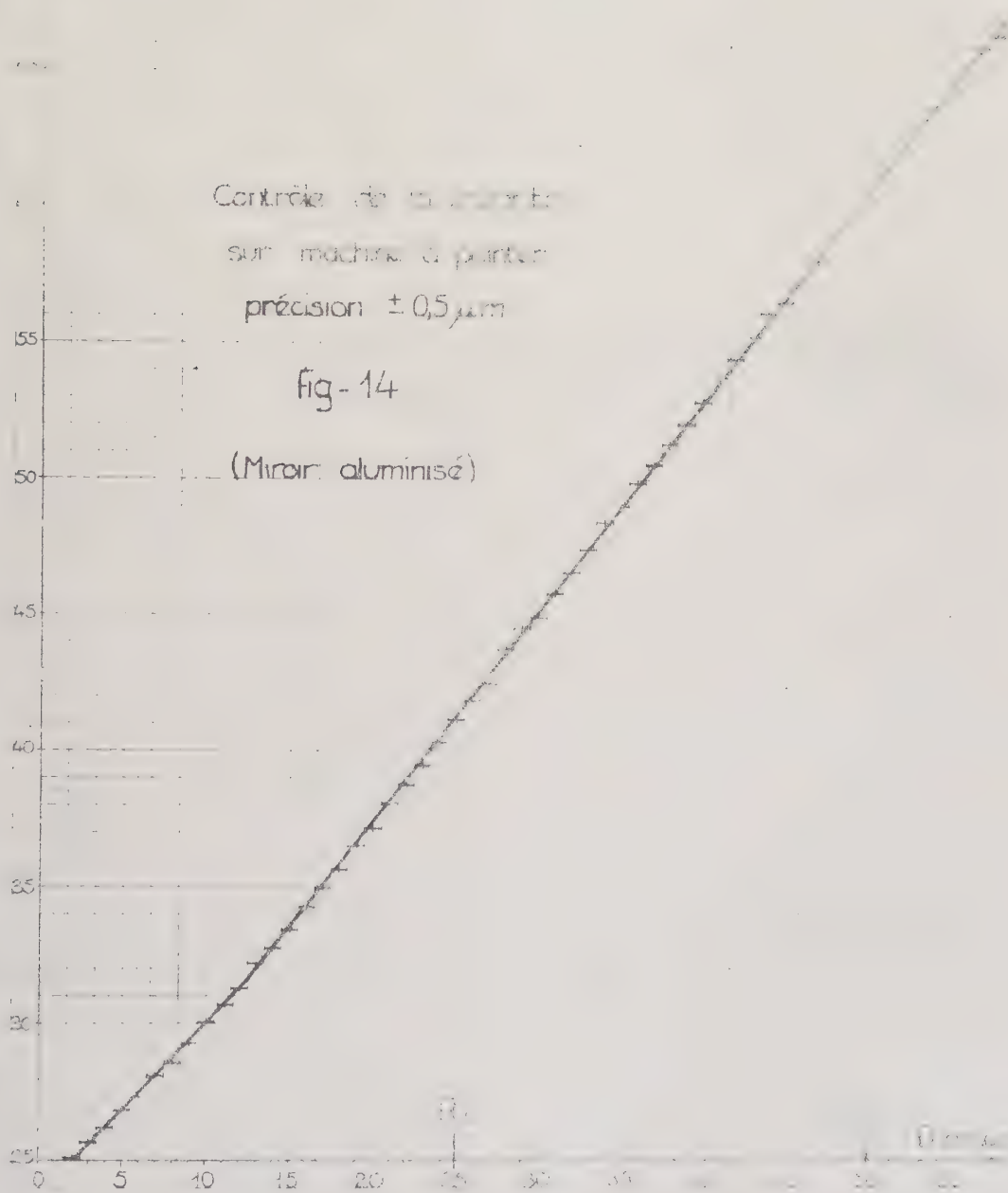
Deux méthodes ont été utilisées :

- 1°) Contrôle sur une machine à pointer en salle climatisée (précision $\pm 0,5 \mu$). Les mesures ont été faites sur

Contrôle de la courbure
sur machine à pointer
précision $\pm 0,5 \mu\text{m}$

fig-14

(Miroir aluminisé)



un miroir aluminisé de très bonne qualité. Sur la figure 14 on a tracé les segments d'erreurs et la droite d'étalonnage qui joint le plus grand nombre possible de ces segments.

- 2°) Contrôle à l'interféromètre de Michelson avec source laser ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$). Ce dispositif permet de mesurer des déplacements de $\frac{\lambda}{2} = 0,31 \text{ } \mu$. On a représenté sur la figure 15 la partie utile de la courbe d'étalonnage de la figure 16.

Comme le calcul le prévoit, le domaine de mesure D est d'autant plus étendu que $\frac{R_2}{R_1}$ est grand et que θ_m est petit.

5.4.2. ETENDUE DU DOMAINE EN FONCTION DE $\frac{R_2}{R_1}$

En fait le rapport $\frac{R_2}{R_1}$ est pratiquement imposé par des impératifs

géométriques ou d'encombrement, ou par les difficultés de réalisation des capteurs (foisonnement minimum et bobinage des fibres).

Le meilleur rapport géométrique $\frac{R_2}{R_1}$ vaut 3, mais il est

pratiquement inférieur du fait que chaque fibre réceptrice capte un flux provenant de deux capteurs adjacents (fig. 1 et 2).

La figure 7 représente la courbe expérimentale obtenue sur un miroir aluminisé. On constate un bon accord avec les courbes théoriques.

On remarquera cependant que la décroissance, après la saturation du signal en fonction de la distance est moins importante pour la courbe expérimentale que pour la courbe théorique (loi en $\frac{1}{d^2}$).

La raison en est que le flux perdu par un capteur (lorsque son faisceau récepteur est saturé) est recueilli par les capteurs adjacents.

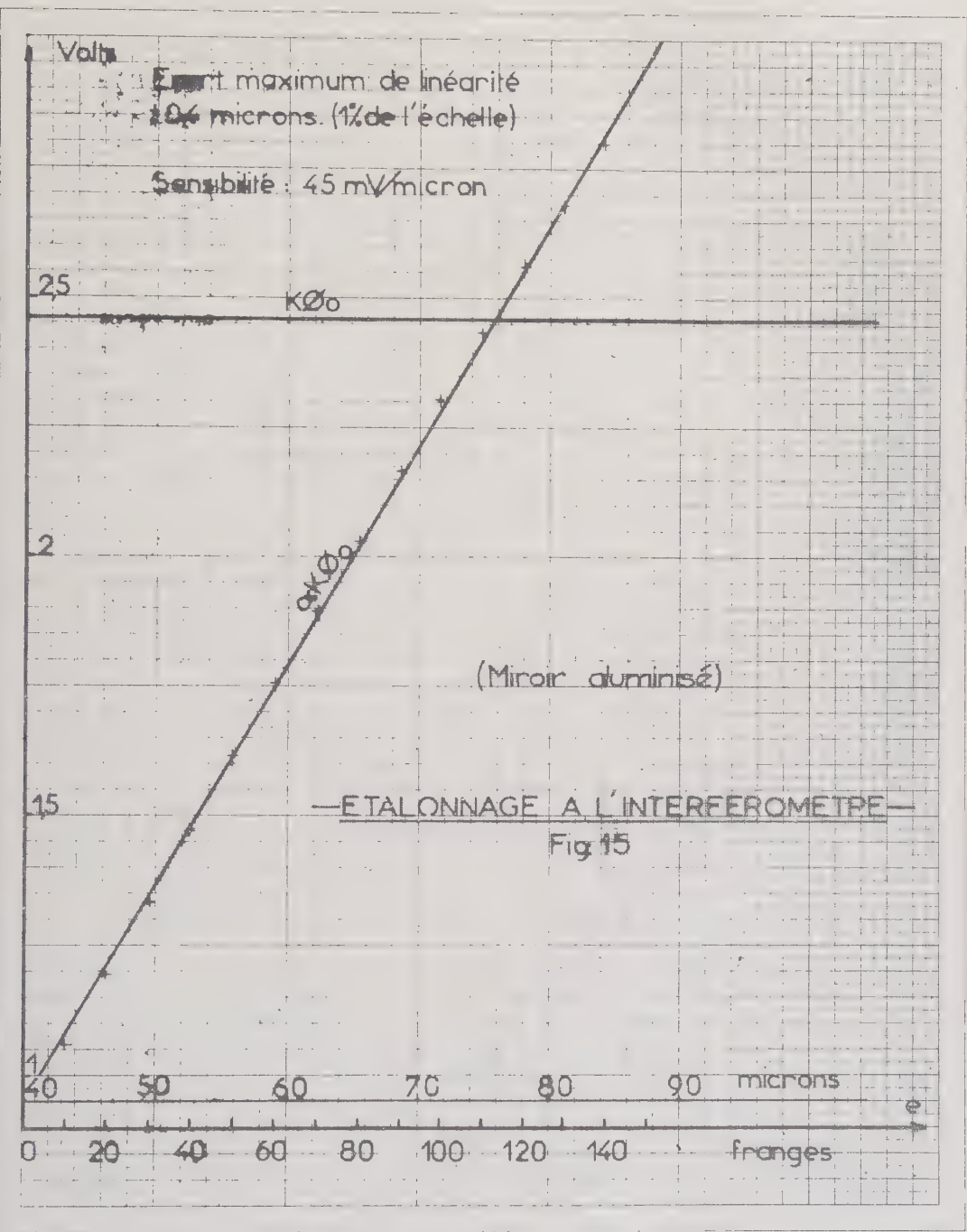




Fig.16 ETALONNAGE DU COEFFICIENT

5.4.3. ETENDUE DU DOMAINE EN FONCTION DE Θ_m

Il n'existe pas de surface parfaitement réfléchissante.

Le flux ϕ_0 sortant du faisceau (1) avec un angle Θ_{om} revient sur le faisceau (2), en faisant un angle Θ_m supérieur du fait de la diffusion. On peut alors faire l'hypothèse (voir § 4.3.) que le flux ϕ_0 est caractérisé par l'angle Θ_m la surface M étant alors supposée non diffusante. Il suffit donc pour faire varier Θ_m de changer de surface de référence M et de mesurer l'indicatrice de diffusion d'intensité énergétique $I(\Theta)$ correspondant à un flux incident caractérisé par Θ_{om} .

Les figures 16, 17, 18 et 19 représentent les courbes d'étalonnage et les indicatrices de diffusion dues respectivement à un miroir aluminisé, une surface rectifiée n° 12*, une surface rectifiée n° 14*, une plaquette d'oxyde de beryllium métallisée (Molybdène).

Ces indicatrices étant ramenées à la même échelle, k_0 représente le facteur de réflectivité à l'incidence normale ($\Theta = 0$).

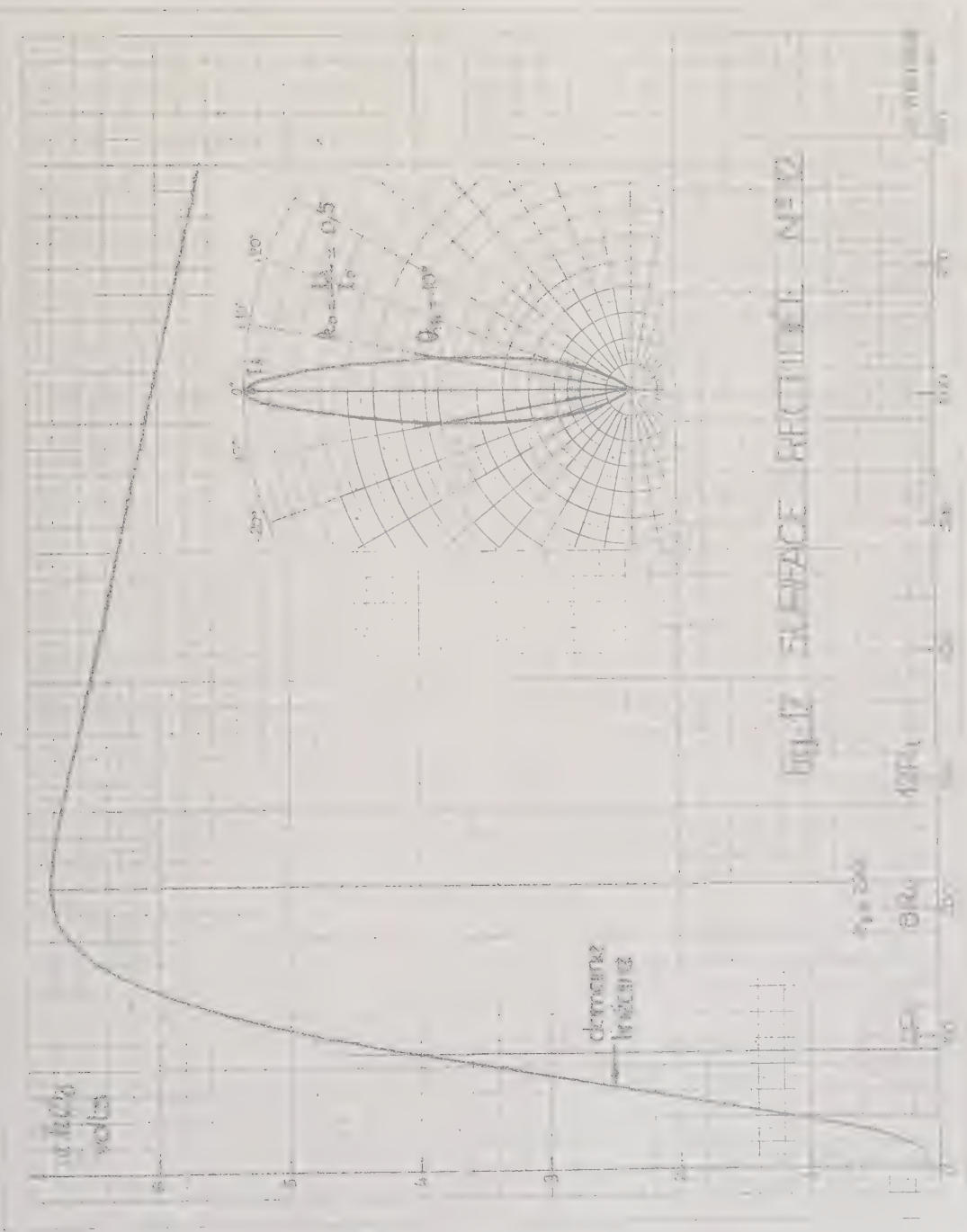
Nous avons noté sur chaque courbe le domaine linéaire D et la distance du sommet de saturation e_s .

Les valeurs de D et e_s ont été représentées sur la figure 20 en fonction de $\cot \Theta_m$ (voir formule (3) § 4.2.4.).

Il existe une corrélation entre e_s et D dont la valeur moyenne est :

$$\frac{e_s}{D} = 4,5$$

* Ces surfaces ont été prélevées sur le rugotest n° 1 de ROCH modèle déposé LCA. CEA.



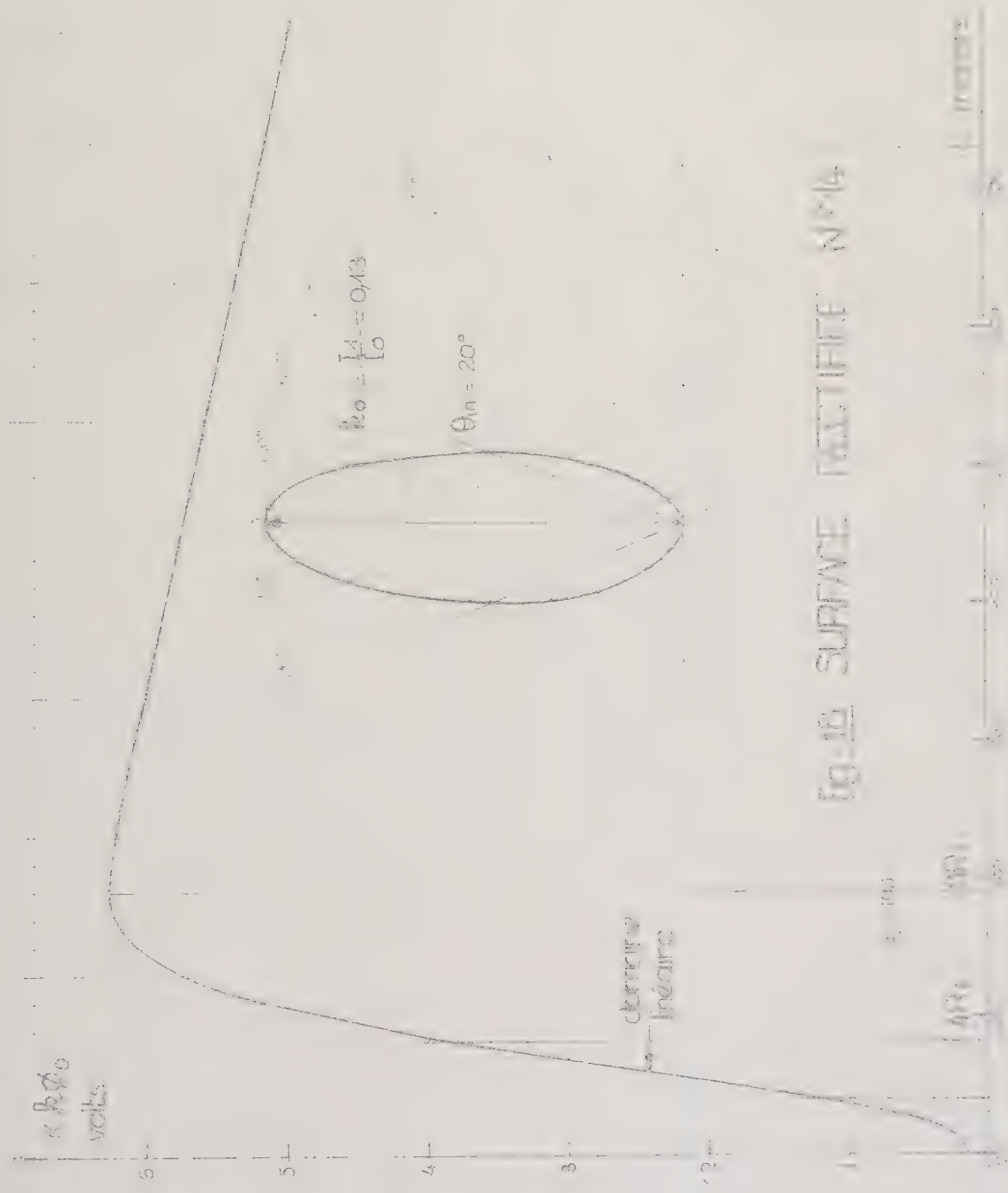


Fig. 16 SURFACE RECTIFIER N° 14

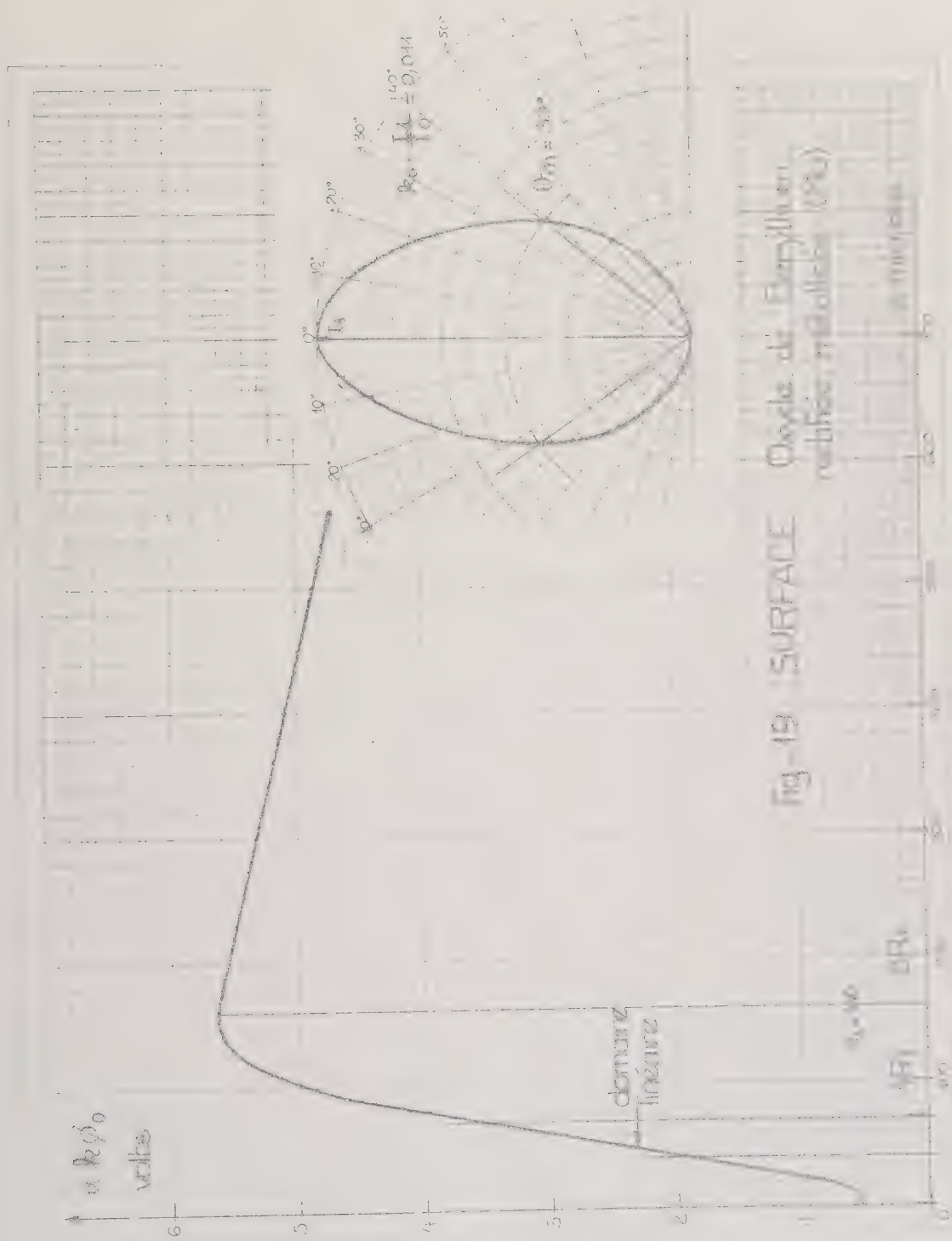


Fig-19 SURFACE Ovale de Ellipse en
radiale, moulée (R_0)

Colg 0m

11

123

Diagrama D de Itálie
Liquidez simétrica 0,5
em função do Colg 0m
todas as variáveis

Fig. 20

300

250

200

150

4R4

50

0

5.4.4. CONCLUSION.

5.4.4.1. Cas d'une surface polie (bon état de surface).

Tant que le lobe de diffusion de l'inductance $I(\theta)$ présente un angle θ_m inférieur à 5° (l'inductance de flux dans δ_0 présente un angle caractéristique $\theta_m = 5^\circ$ par construction ; voir figure 16), la qualité de la surface n'intervient pas.

La mesure est indépendante de la réflectivité de la surface

$$\alpha = \alpha \frac{k\theta}{k\theta_0} = F(e).$$

D'après la figure 20 : $\theta_m < 5^\circ$ entraîne $e_0 > 1,5$ et $D > 2,5$.

5.4.4.2. Cas d'une surface présentant la même état de surface (θ_m reste constant ou e_0 constant).

La mesure est indépendante de la réflectivité de la surface à condition que θ_m ne soit pas trop important ou que la surface soit métallique. C'est le cas de la plupart des surfaces usinées avec soin (rectification).

5.4.4.3. Cas d'une surface présentant un état de surface irrégulier (θ_m ou e_0 varient).

Les mesures ne seront précises que pour les valeurs de $k\theta_0$ correspondant à l'état moyen de la surface (cette mesure de $k\theta_0$ peut permettre de contrôler les défauts de surface).

5.4.4.4. Détermination de R_1 .

Il résulte de la figure 20 que le diamètre $2\delta_1$ du faisceau (1) intérieur (ou des fibres utilisées dans le cas de capteurs unitaires en parallèle) est sensiblement égal ou inférieur au domaine D de mesure désiré (linéarité à 1 %).

Dans ce domaine, le préamplificateur de l'appareil est de 10 / 10 avec une bande passante de 5000 Hz.

5.4.5. Applications.

5.4.5.1. Etude des déformations d'une membrane élastique (mesure de pression).

Le comparateur est utilisé pour évaluer les mouvements et vibrations complexes d'une membrane élastique (plusieurs capteurs montés en différentiel) et pour l'étude du vieillissement et l'étalement de coquilles barométriques en fonction de la température et de la pression.

5.4.5.2. Mesure d'un déplacement ou secteur de position pour agorisme.

Le comparateur (qui peut être simplifié dans le cas où la surface de référence reste la même) peut permettre la mesure sans contact du déplacement de la membrane élastique d'une coquille barométrique (avec sensibilité meilleure que $\frac{1}{10}$ mbar), la lecture d'une colonne barométrique à séisme de mercure, etc...

IV. HYGROMETRE FUSEE.

1. CHOIX D'UN PRINCIPE - INTERET.

Il s'agit de mesurer de très faibles humidités à de très basses températures (suivant les saisons et la latitude, les températures à l'altitude 30 Km sont comprises entre -75 et -40 °C sous une pression de 12 mm de Hg). Les hygromètres classiques dont nous avons dressé une liste exhaustive échouent pour la plupart à résoudre ce problème, tout au moins sous leur forme commerciale connue.

Nous donnons en Annexe I, les principes utilisables et les appareils dérivés avec leurs avantages et inconvénients, que nous pouvons résumer ainsi :

- Psychromètre : sensibilité très faible aussi bien à basse température qu'au voisinage de la saturation.

- Hygromètres électriques (à résistance ou capacité) : leur constante de temps augmente considérablement au-dessous de 0°C. Ils nécessitent de plus un réétalonnage fréquent et possèdent un fort coefficient de température.

- Hygromètres à cheveux : précision médiocre. Très peu sensible à basse température et peu fidèle à faible humidité. Temps de réponse prohibitif et hystérésis au voisinage de la saturation.

- Hygromètres à équilibre de tensions de vapeur (Dewcell) : ils sont détruits par les condensations. Leur constante de temps augmente considérablement au voisinage de la saturation. Ils possèdent un fort coefficient de température. Ils perdent toute sensibilité à des températures inférieures à -10 °C environ.

- Hygromètres infrarouge et hyperfréquence : On peut difficilement ^{les} envisager du fait de leur complexité et de leur coût, le premier ne possédant pas d'ailleurs la sensibilité aux faibles humidités (sauf sur un très long parcours).

L'hygromètre à point de rosée semble donc susceptible de fournir sans trop de difficultés une solution, du fait qu'il est possible d'assurer une mesure dans un large domaine d'humidité (il peut fonctionner à la saturation, c'est à dire - 90 °C en point de rosée à la température ambiante). La supériorité de l'hygromètre à point de rosée sur les hygromètres à diffusion peut se résumer par les caractéristiques suivantes :

- Mesure absolue : le phénomène physique est bien connu et ne nécessite pas d'étalonnage.
- Très bonne précision (mesure de température).
- Grande échelle de mesure.
- Réponse assez rapide.
- Mesure indépendante de la température ambiante qui reste possible aux plus basses valeurs sans altération des performances.
- Les condensations ne risquent pas de le détériorer et peuvent être éliminées rapidement.

L'intérêt de cet hygromètre n'est pas nouveau, mais les avantages reconnus à ce type d'appareil étaient jusqu'alors en partie neutralisés par certaines difficultés inhérentes au système de détection de rosée et au dispositif de refroidissement de l'hygromètre. Il en résultait des inconvénients bien connus : complexité, encombrement et poids prohibitifs, consommation électrique excessive.

Grâce à l'utilisation du capteur que nous avons décrit par ailleurs, nous avons réalisé un capteur autonome et automatisé, très performant, pouvant être embarqué sur une fusée ou sur un ballon.

2. SOLUTION RETENUE.

2.1. Principe.

L'hygromètre mesure le point de rosée de l'air, c'est à dire la température à laquelle sont en équilibre sous la pression de l'atmosphère ambiante, les phases liquide et vapeur du mélange constitué par l'air et la vapeur d'eau qu'il renferme. Le condensat étant toujours de l'eau pure (ou de la glace pure), on peut encore définir le point de rosée par la température à laquelle devient saturante le mélange de vapeur d'eau dans l'air humide en essai.

Dans tous les cas, la valeur du point de rosée et une donnée supplémentaire à choisir parmi les caractéristiques de l'air ambiant (pression, température, densité) définissent complètement l'état thermodynamique de celui-ci.

L'air en essai circule au voisinage d'un petit miroir métallique qu'on refroidit à partir d'un air ou d'un liquide, jusqu'à ce qu'il se recouvre de buée. Sa régulation, à l'apparition des premières traces de condensation est égale au point de rosée de l'air qui l'écoule. Le condensat est détecté par voie photoélectrique et une contre-réaction thermique permet d'en maintenir la masse constante, de sorte qu'il y a équilibre entre les phases liquide (ou solide) et vapeur, et, comme on l'a vu plus haut, la température du miroir reste alors égale par définition au point de rosée de l'atmosphère ambiante. Cette température est mesurée par une thermistance dont la valeur est transmise au sol par télémesure.

2.2. Le phénomène d'apparition de la rosée.

2.2.1. Conversion.

Nous avons donné en Annexe II les éléments nécessaires à la conversion des mesures de point de rosée selon les appellations et les définitions admises par l'Organisation Météorologique Internationale.

- 1) Humidité spécifique dans l'air (A.II.1)
- 2) Humidité relative (A.II.2)
- 3) Concentration volumique de la vapeur (A.II.3)

Les courbes ont été établies avec les hypothèses simplificatrices suivantes dont la validité a été démontrée par l'expérience dans la majorité des cas :

- l'air en essai est considéré comme un gaz parfait;
- il en est de même de la vapeur d'eau, même lorsque les conditions de saturation sont réalisées au voisinage du miroir;
- le condensat sur le miroir de l'hygromètre est de l'eau pure (point de rosée) ou de la glace pure lorsque la température est inférieure à 0°C (points de gelée).

2.2.2. La surfusion.

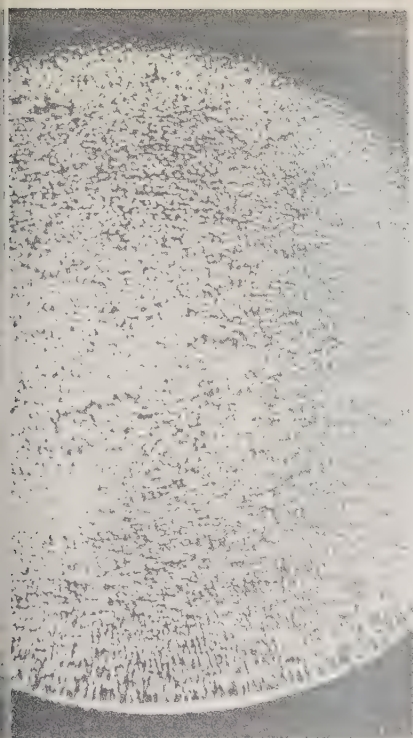
Des points de rosée peuvent être observés à des températures très inférieures à 0°C. Nous avons été conduits à construire une tête hygrométrique spéciale pour l'observation visuelle sous microscope de l'apparition de la rosée ou du givre sur le miroir.

Lorsque le miroir est propre, on constate que :

2.2.2.1. Jusqu'à - 20°C.

Il y a pratiquement toujours surfusion si la température ambiante est > 0 (photo 1).

...



Surfusion. Le scail-
pour bien mettre en
asse la formation des
cristaux. Le diamètre du
r fait 5mm.



Photo 2- Surfusion. On voit apparai-
tre quelques points de givre.

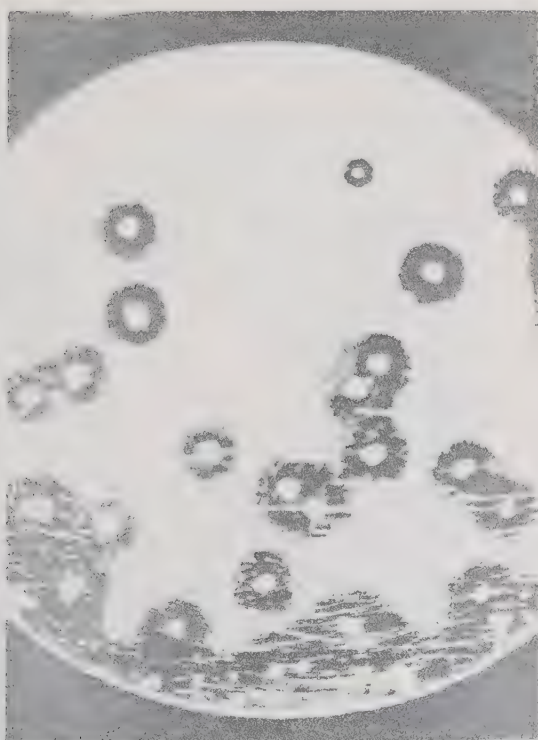


Photo 3- Les germes de givre
grossissent aux dépends de
l'eau en surfusion.



Photo 4- L'eau en surfusion a disparu, il ne reste que des points de givre.



Photo 5- Givre.

Le tableau ci-après (1) donne les pressions de vapeur saturante au-dessus de l'eau pure et au-dessus de la glace pure pour des températures comprises entre 0°C et 50°C . Il donne également les courbes de conversion (Annexe II) de concentration d'humidité relative pour des points de rosée inférieurs à 0°C . On sait que le condensat sur le miroir est de l'eau et non de la glace. Par exemple, la courbe de la figure A.II.1 en Annexe indique, pour une humidité relative de 70% et un point de gelée égal à -18°C , la pression de vapeur d'eau saturante correspondante est 1,248 mb. Par conséquent, si le condensat sur le miroir est de l'eau en surfusion, on mesure effectivement un point de rosée -20°C qui correspond à cette même pression de vapeur saturante d'eau sur l'eau pure.

Inversement de l'air dont le point de rosée serait -20°C aurait un point de gelée à -18°C lorsque la surfusion de l'eau sur le miroir dépassait (ou tout volume correspondant à une humidité relative de 800 ppm).

Ce même calcul peut aussi bien être effectué à partir des courbes de concentration volumique ou d'humidité relative.

2.2.2.2. Entre -20°C et -40°C .

C'est une zone de transition eau-glace. Elle s'explique de la façon suivante : le condensat se dépose sous forme liquide (eau en surfusion) puis des glaçons commencent à se former autour des germes de condensation (pores II, 5 et 6). La formation de ces cristaux de glace se fait en quelques secondes à quelques minutes qui suffisent pour le refroidissement du point de gelée. Il s'accompagne de perturbations électrostatiques des systèmes de lecture qui permettent de le remarquer par l'altération de température du miroir.

FIGURE 1

TENSION DE VAPEUR SATURANTE AU-DESSUS
DE L'EAU ET DE LA GLACE PURES

Température °C	Tension de vapeur saturante en millibars	
	au-dessus de l'eau	au-dessus de la glace
- 30	0,5088	0,3798
- 28	0,6134	0,4669
- 26	0,7371	0,5720
- 24	0,8827	0,6985
- 22	1,0538	0,8502
- 20	1,2540	1,032
- 18	1,4877	1,248
- 16	1,7597	1,506
- 14	2,0755	1,811
- 12	2,4409	2,172
- 10	2,8627	2,597
- 8	3,3484	3,087
- 6	3,9061	3,685
- 4	4,5451	4,372
- 2	5,2753	5,173

2.2.2.3. au-dessus de - 40 °C.

On ne rencontre pratiquement dans cette zone que des points de givre (photo 5).

C'est le cas des sondages ballons à haute altitude jusqu'à 30 Km. Si l'on veut éviter le phénomène de immobilité, il suffit d'opérer en descente, en partant d'une altitude suffisante, pour être sûr d'éviter au givre.

3. DESCRIPTION ET FONCTIONNEMENT.

Deux modes de réalisation ont été retenus.

Dans le cas des sondages des basses couches atmosphériques (quelques kilomètres), l'hygromètre consiste en un module cylindrique représenté sur la figure 2 et sur le schéma de la figure 3, adossé à une petite fusée récupérable. A la partie supérieure du module se trouve le réservoir de fréon liquide. La partie moyenne est constituée par la chambre de mesure avec son bloc miroir et son bloc détecteur de rosée, le réservoir de fréon et son bloc détecteur de rosée. La partie inférieure est réservée aux circuits électroniques et aux batteries d'alimentation.

Dans le cas des sondages troposphériques, l'hygromètre emporté par une nacelle ballon est représenté sur les figures 4, la tête hygrométrique est montée sur un tube de diamètre 2 1/2" en acier, ce tube étant intégré à la structure de la nacelle. On notera tout spécialement la forme en anneau cylindrique du réservoir de fréon liquide et son couplage thermique avec le bloc miroir par une liaison relativement souple constituée d'un empilage de minces bandes de cuivre.

3.1. Chambre de mesure hygrométrique (voir schéma figure 4)

C'est une cavité cylindrique plate définie par un corps en acier inoxydable, le bloc miroir et le bloc détecteur de rosée.

Des joints toriques assurent l'étanchéité de ces deux derniers éléments par rapport au corps de la chambre de mesure, sur les parois duquel sont brasées les conduites de circulation de l'air en essai.

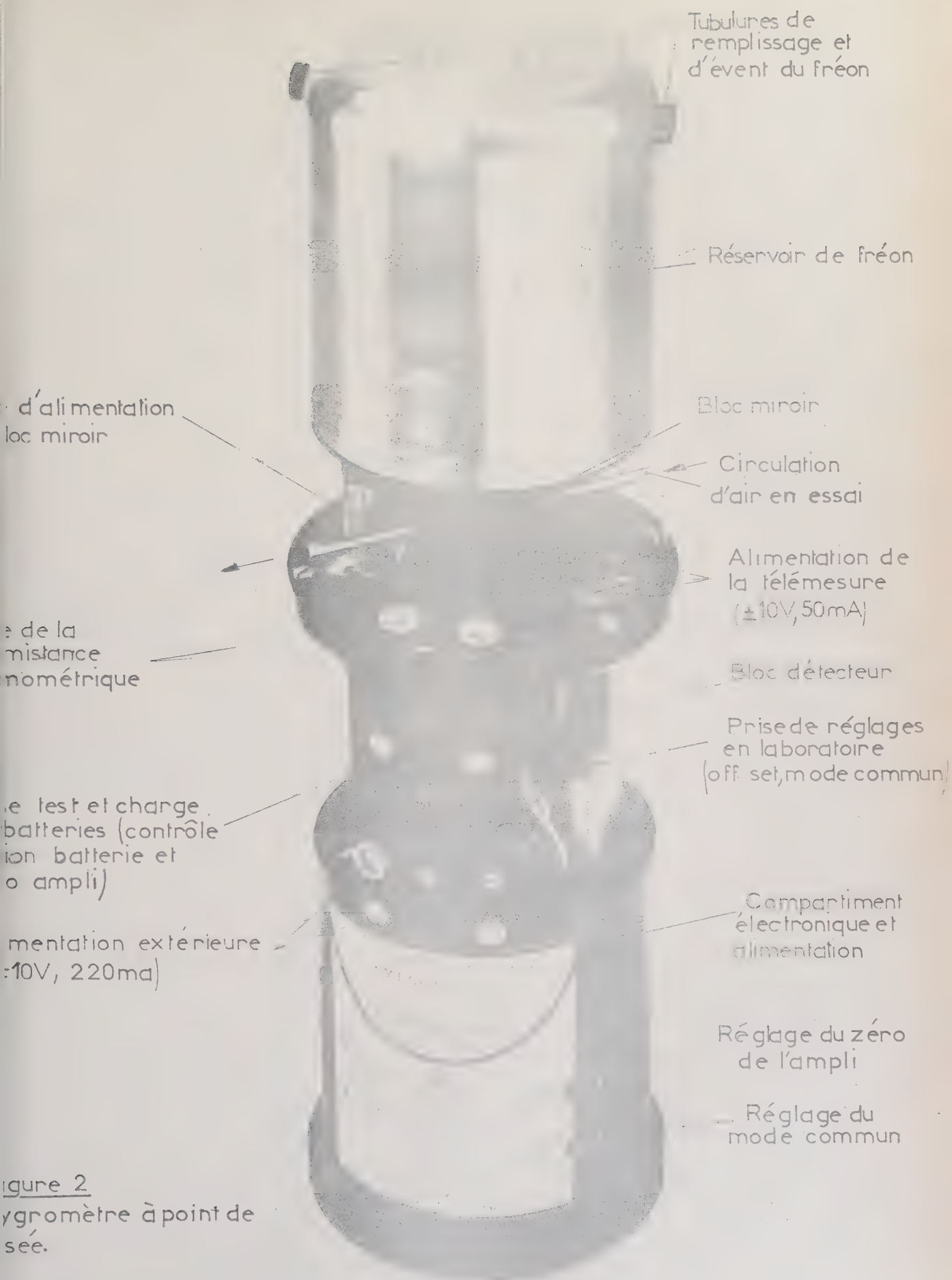


Figure 2
Hygromètre à point de
sée.

lygromètre pour fusée (sondage des basses couches)

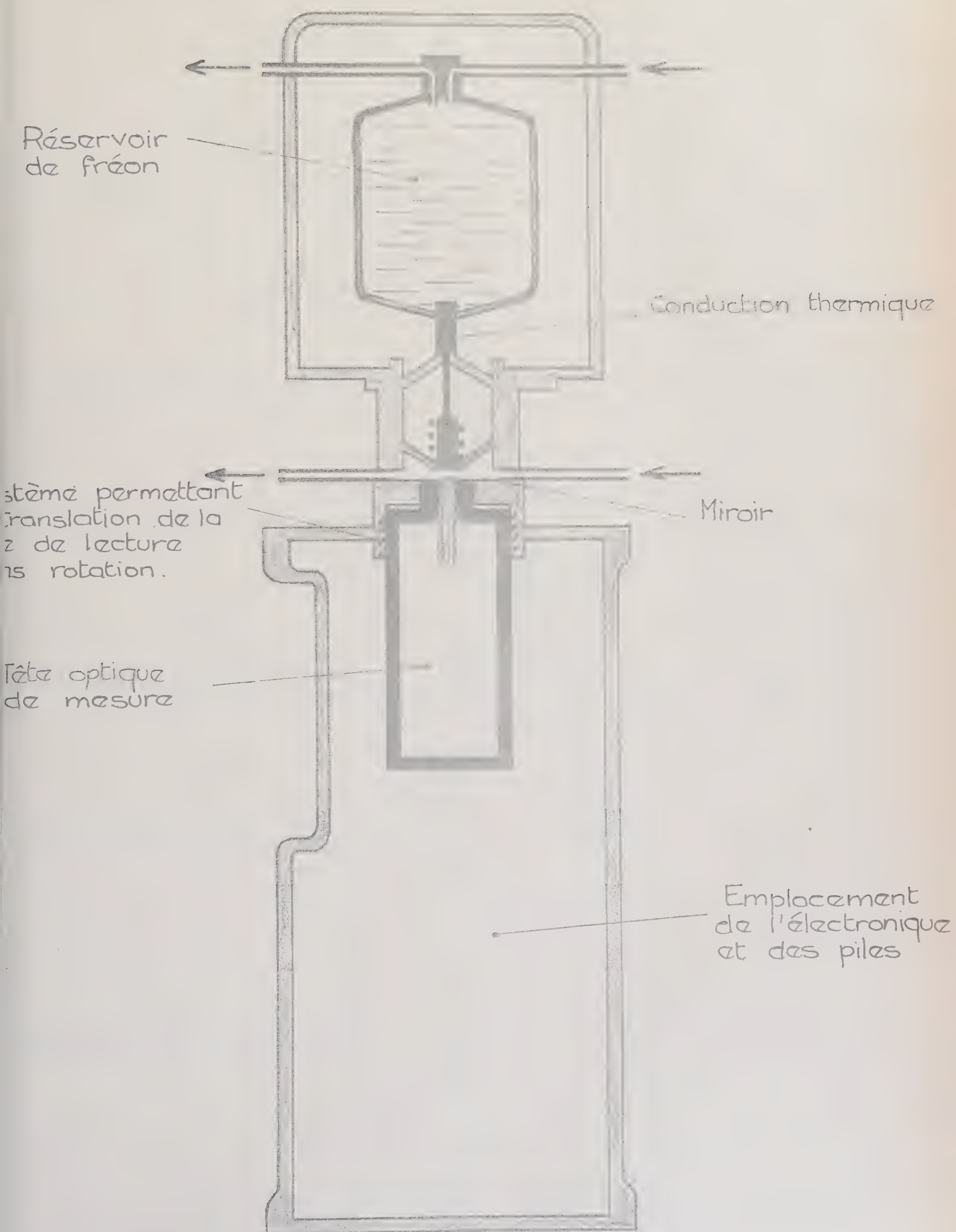


Fig. 3

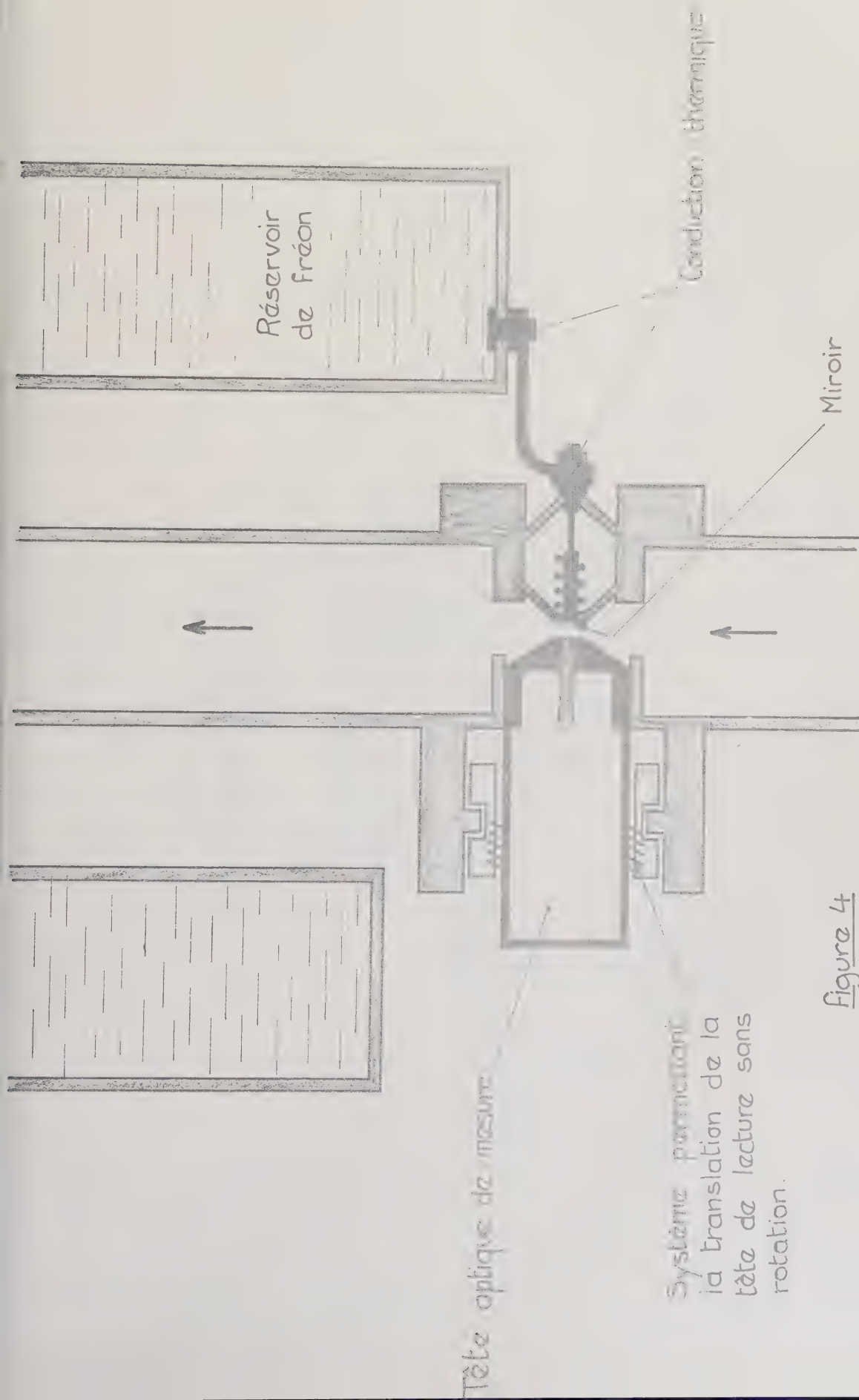


Figure 4

Schéma de l'Hygromètre pour sondage des hautes couches atmosphériques.

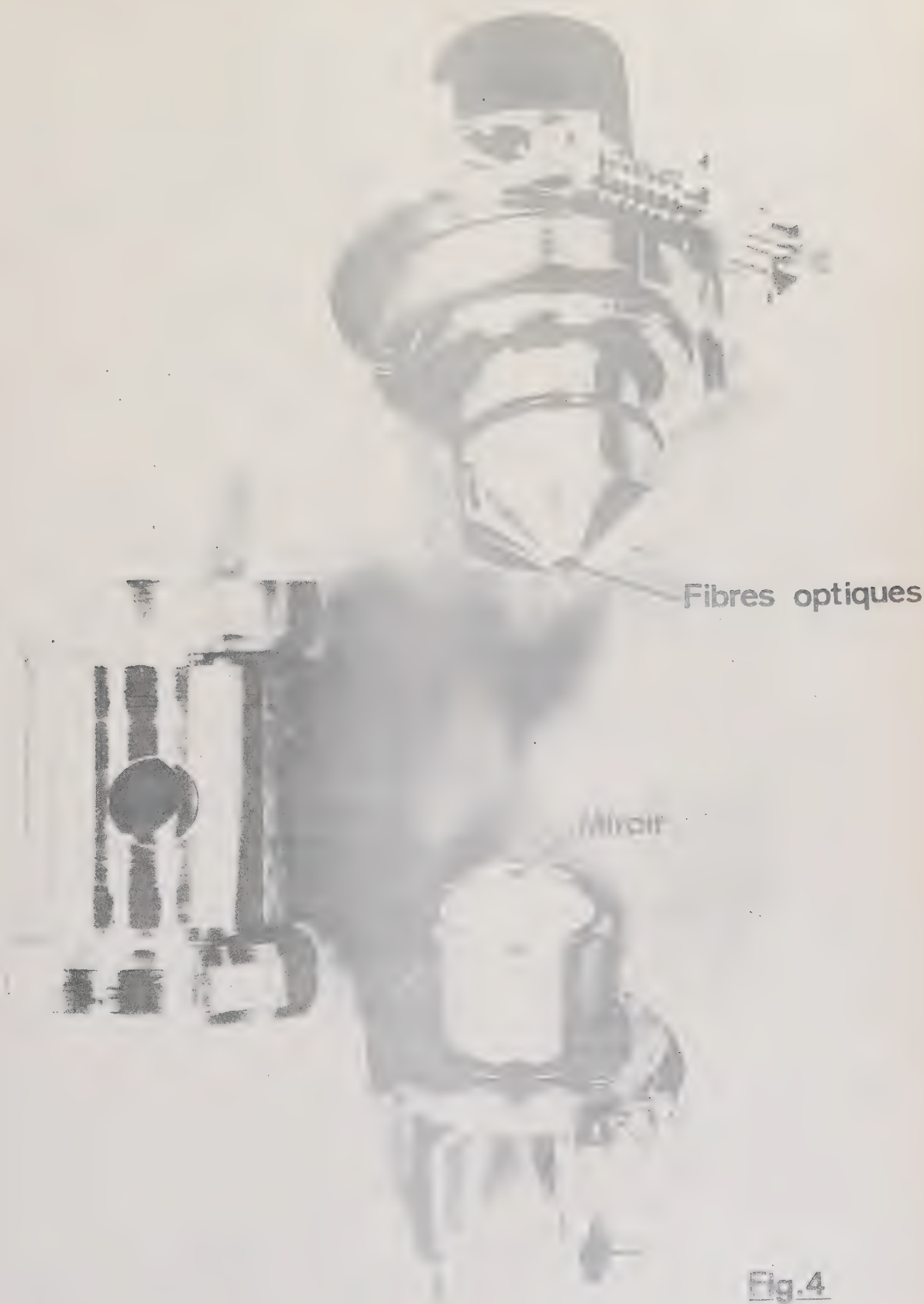


Fig.4

On s'est efforcé de réduire au minimum le volume de la chambre de mesure et d'éviter au mieux la présence de volumes morts.

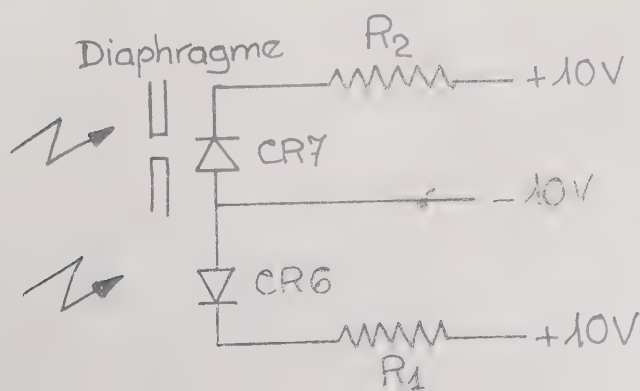
3.2. Bloc détecteur de rosée.

Il s'agit essentiellement d'un réflectomètre à fibres de verre dont le principe de fonctionnement est schématisé sur la figure 5.

Le miroir est éclairé par l'intermédiaire d'un faisceau cylindrique de fibres de verre associé à une diode électroluminescente qui émet un flux lumineux ϕ_0 monochromatique à $0,9\mu$, non modulé. La lumière réfléchiée et diffusée par le miroir est captée par un faisceau cylindrique annulaire de fibres de verre et vient tomber sur un détecteur CR.6 (diode photovoltaïque au silicium).

Nous savons que la courbe d'étalonnage de la tension recueillie en fonction de la distance e présente une partie linéaire et un maximum traduisant la saturation. Pour faire une mesure de réflectivité indépendante de la position du miroir (dilatations et déformations géométriques de l'appareil), la distance e capteur-miroir est réglée sur le maximum de la courbe d'étalonnage (fig. 5). Un troisième faisceau de fibres de verre conduit une fraction du flux émis (diaphragme) par la source vers un deuxième détecteur CR.7 dont le signal de sortie sert de référence.

Nous reproduisons ci-dessous le début du schéma électrique qui permet d'établir la courbe d'étalonnage de la figure 6.



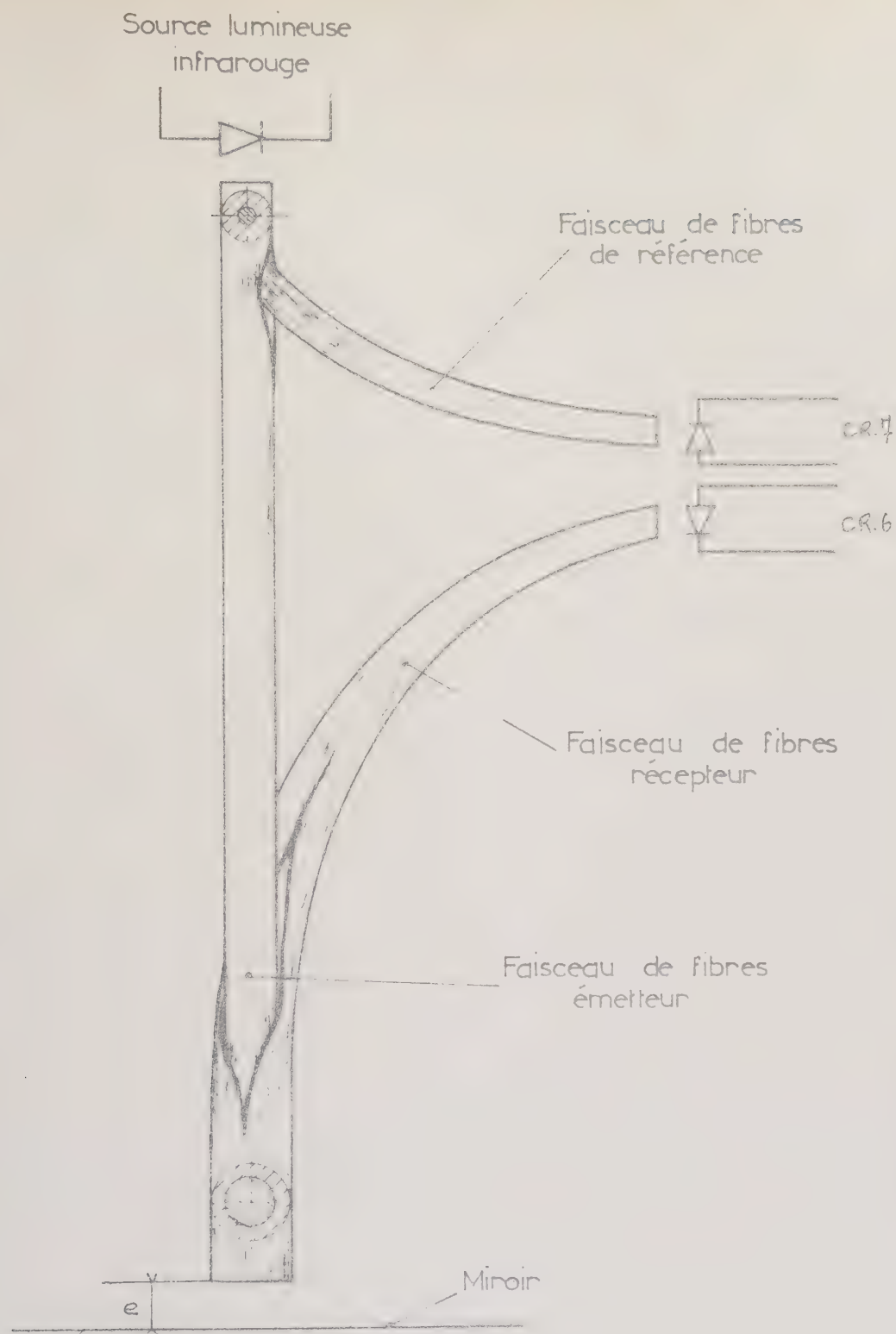


Figure 5 : Schéma de principe du bloc détecteur de rosée

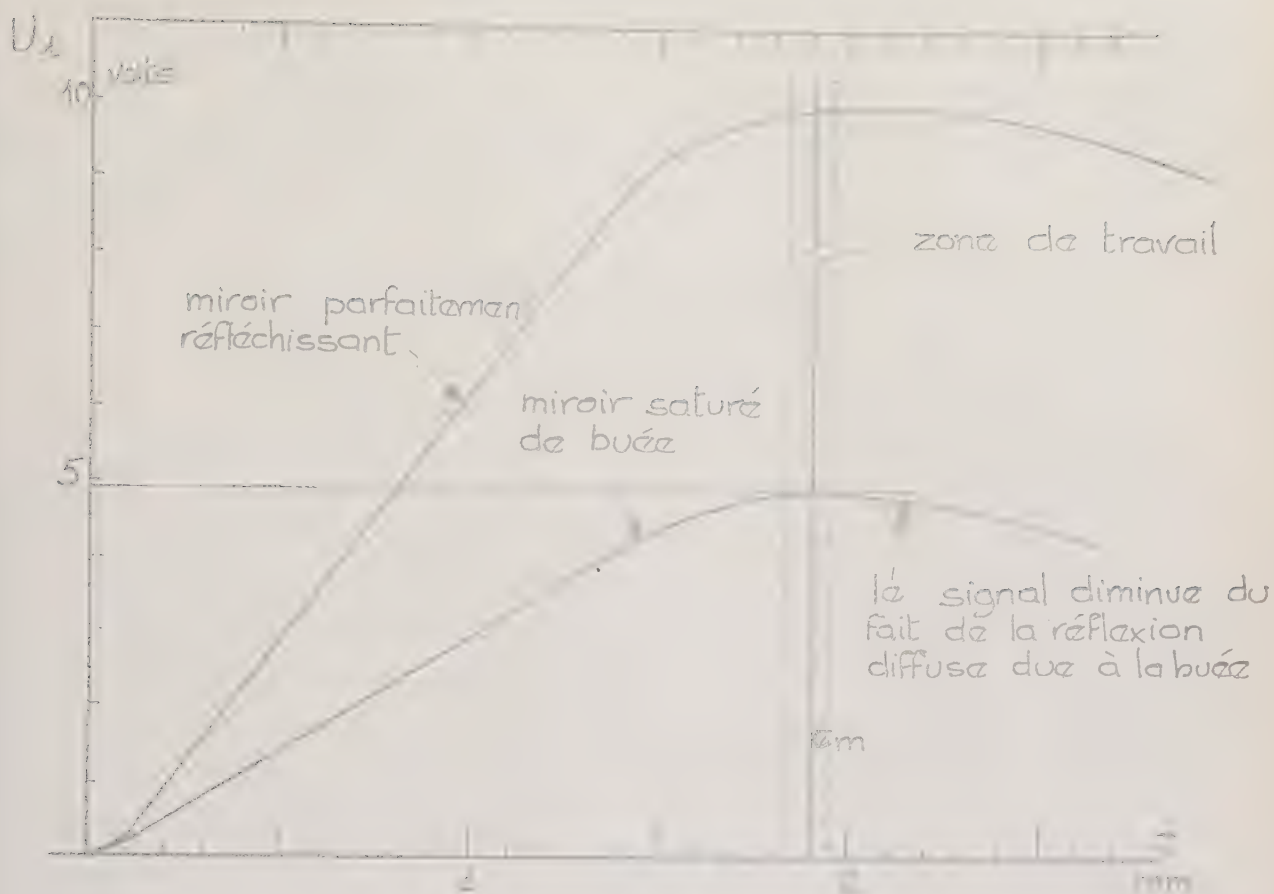
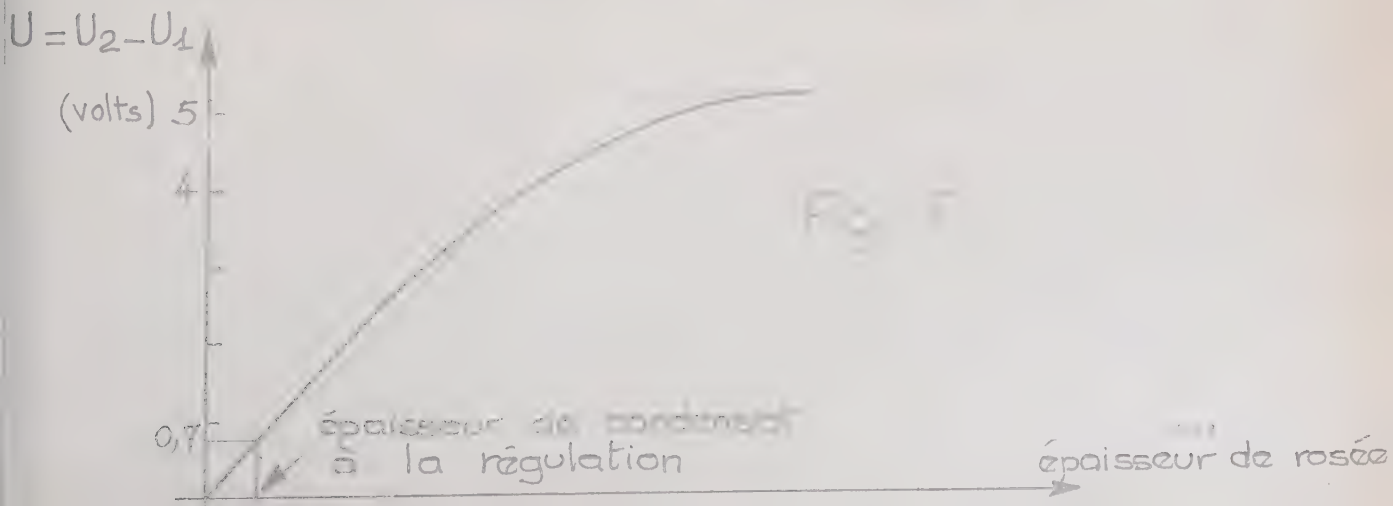


Fig-6

Le diaphragme de réglage permet d'envoyer aux bornes de CR.7, le double de la tension de la résistance R.2 soit égale à la tension U_1 aux bornes de R.1 lorsque le miroir est parfaitement réfléchissant.

On fait la différence des deux tensions U_1 et U_2 aux bornes d'un amplificateur différentiel, et la courbe d'étalonnage devient :



Les deux diodes CR.6 et CR.7 ont été appairées en température de -30°C à $+30^{\circ}\text{C}$: le signal ΔV est donc indépendant des variations de flux $\Delta\phi_0$.

Evaluation du rapport signal à bruit.

Le bruit des diodes utilisées (TIXL.09) aux très basses fréquences et leur dérive continue sont directement liés au courant de fuite. Le courant de fuite croît exponentiellement avec la température. Les mesures montrent qu'à 50°C (température maximale d'utilisation) le bruit différentiel crête à crête est inférieur à 75 mV. Pour des couples de diodes bien appairées en température, la dérive ne devrait pas dépasser dans le domaine d'utilisation quelques centaines de μV . Dans ces conditions et pour travailler à épaisseur de condensat à peu près constante, on définit un seuil U_s de 0,7 V tel que le rapport de signal à bruit soit 10 dans les plus mauvaises conditions. Autour de ce seuil va s'établir la régulation qui aura pour effet de maintenir l'épaisseur de condensat correspondante constante.

3.3. Bloc miroir.

3.3.1. Description (figure 8).

Le réservoir de fréon constitue un bain thermostatique à basse température. Il est couplé au miroir en argent par une impédance thermique dont la valeur détermine la limite inférieure de l'échelle de mesure de l'appareil en point de rosée.

La température du miroir est ajustée au moyen d'une petite résistance chauffante branchée en série du régulateur électronique. On réalise ainsi une boucle de contre-réaction thermique. La puissance dissipée dans cette résistance est nulle en l'absence de condensat sur le miroir. En fonctionnement normal, elle est d'autant plus grande que le point de rosée de l'air en essai est plus élevé. Sa valeur est choisie

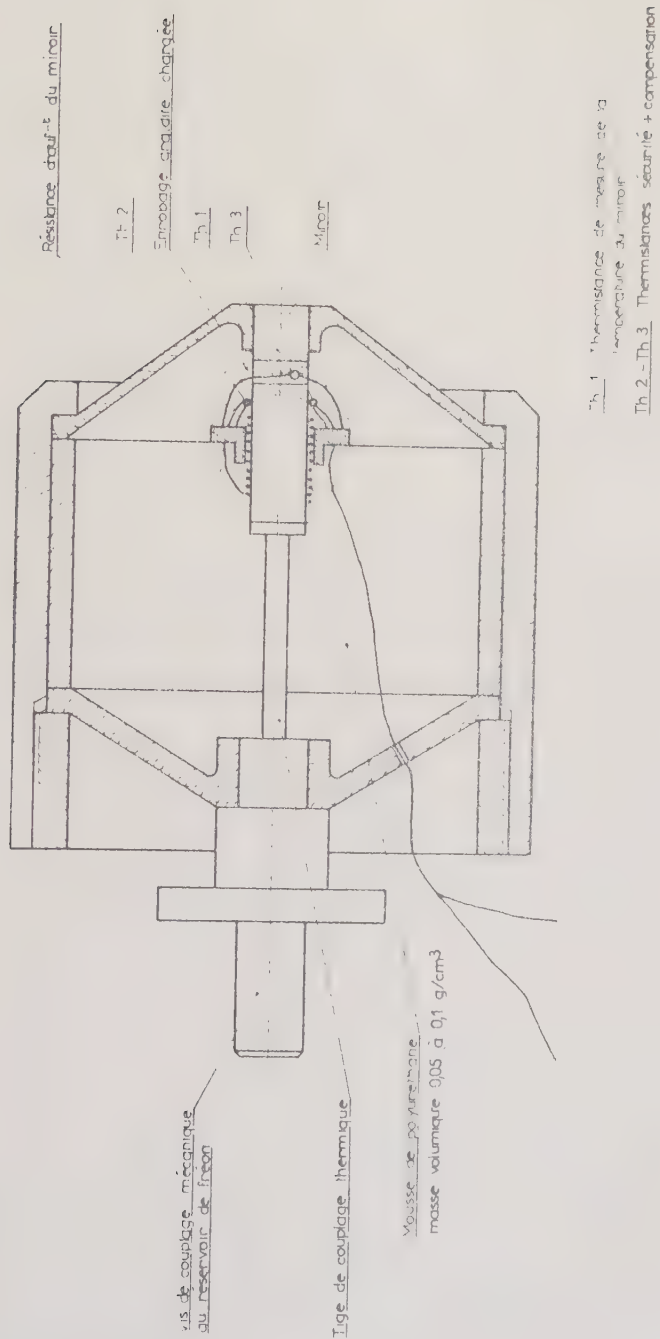


Fig.8 Bloc miroir

pour permettre la mesure des points de rosée jusqu'à la saturation.

La température du miroir est mesurée par une thermistance thermométrique logée le plus près possible de la surface de condensation et en excellent contact thermique avec le miroir. Cette thermistance sera branchée aux circuits de télémesure. Deux autres thermistances, respectivement :

- linéarisent le gain en puissance de l'amplificateur électronique,
- empêchent que la température du bloc miroir dépasse une limite de sécurité imposée par sa nature dans le cas où, par exemple, le réservoir de fréon est vide.

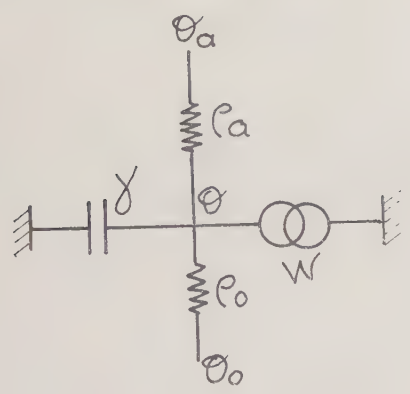
L'ensemble de la résistance chauffante du miroir et des thermistances, est noyé dans un globule d'araldite conductrice qui assure une conduction thermique suffisante avec le miroir.

Le miroir et sa tige de couplage thermique avec le réservoir de fréon sont montés entre deux membranes en Kel-F, dans un cylindre en acier inoxydable formant le corps du bloc miroir. Leur isolement thermique est assuré par l'injection de mousse de polyuréthane dans la cavité formée par le cylindre et les membranes.

3.3.2. Analogie électrique du bloc miroir.

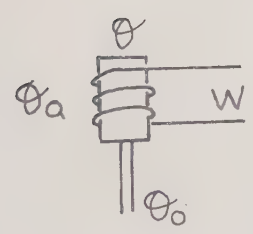
Le miroir a une certaine capacité calorifique γ ; la tige de cuivre qui assure le couplage entre le miroir et le réservoir à la température θ_0 a une résistance thermique ρ_0 ; les fuites thermiques entre le miroir et l'ambiance à la température θ_a sont représentées par la résistance thermique ρ_a . Soit θ la température du miroir et θ_m sa température à l'équilibre. L'analogie électrique se représente donc par le schéma ci-après; l'apport de chaleur par la résistance chauffante est représenté par un générateur de courant W_1

Si à l'équilibre $W = 0$, la température minimale du miroir est $\theta = \theta_m$, telle que :



$$\frac{\theta_m - \theta_o}{l_o} = \frac{\theta_o - \theta_m}{l_a}$$

$$\theta_m \left(\frac{1}{l_o} + \frac{1}{l_a} \right) = \frac{\theta_o}{l_o} + \frac{\theta_a}{l_a}$$



$$\theta_m = \frac{l_a \theta_o + l_o \theta_a}{l_o + l_a}$$

(1)

Lorsque $W \neq 0$

$$W = \frac{\theta - \theta_o}{l_o} + \frac{\theta - \theta_a}{l_a} + \gamma \frac{d\theta}{dt} \tag{2}$$

En régime permanent : $d\theta = 0$

$$\frac{l_a + l_o}{l_a l_o} \theta = W + \frac{\theta_o}{l_o} + \frac{\theta_a}{l_a}$$

$$\theta = \frac{l_a l_o}{l_a + l_o} W + \frac{l_a \theta_o + l_o \theta_a}{l_a + l_o} = \frac{l_a l_o}{l_a + l_o} W + \theta_m$$

La température maximale du miroir est :

$$\theta_M = \frac{l_a l_o}{l_a + l_o} W_M + \theta_m$$

(3)

W_M étant la puissance maximum que peut injecter la résistance chauffante.

...

3.3.3. Détermination de ℓ_o , ℓ_a

On réalise le montage suivant :

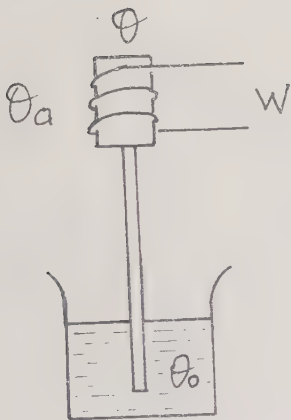
Le miroir est refroidi par l'intermédiaire d'une tige qui réalise l'impédance thermique ℓ_o , l'extrémité de cette tige plonge dans le fréon liquide. Les résultats sont les suivants :

$$\text{pour : } \theta_o = -40 \text{ }^{\circ}\text{C}$$

$$\text{et : } \theta_a = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$$

$$\text{Si } W = 0 \quad \theta_m = -30 \text{ }^{\circ}\text{C}$$

$$\text{Si } W = 2 \text{ Watts} = W_M \quad \theta_M = 30 \text{ }^{\circ}\text{C}$$



$$\text{L'équation (1) entraîne } \ell_a = 5 \ell_o$$

Les équations (1) et (3) entraînent :

$$\ell_o = 36 \text{ }^{\circ}\text{C/W ou la conductivité } C_o = 0,028 \text{ W/}^{\circ}\text{C}$$

$$\ell_a = 180 \text{ }^{\circ}\text{C/W} \quad " \quad C_a = 0,0055 \text{ W/}^{\circ}\text{C}$$

3.3.4. Détermination de γ

On applique un échelon (W_M , 0) et on mesure la variation de température en fonction du temps.

D'après (1) et (2) :

$$\begin{aligned}
 -\gamma d\theta &= \theta \left(\frac{1}{\epsilon_o} + \frac{1}{\epsilon_a} \right) - \left(\frac{\theta_o}{\epsilon_o} + \frac{\theta_a}{\epsilon_a} \right) \\
 &= (\theta - \theta_m) \left(\frac{1}{\epsilon_o} + \frac{1}{\epsilon_a} \right)
 \end{aligned}$$

$$\frac{d\theta}{\theta - \theta_m} = - \left(\frac{\frac{1}{\epsilon_o} + \frac{1}{\epsilon_a}}{\gamma} \right) dt = - \frac{dt}{\tau_\theta}$$

en posant :

$$\tau_\theta = \frac{\gamma}{\frac{1}{\epsilon_o} + \frac{1}{\epsilon_a}} \quad (4)$$

Par intégration : $\theta = \theta_2 + (\theta_1 - \theta_2) e^{-\frac{t}{\tau_\theta}}$

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \theta_1 : \text{température au temps } t_1 = 0 \quad \text{équilibre pour :} \\
 \quad W_1 = (\theta_1 - \theta_m) \left(\frac{1}{\epsilon_o} + \frac{1}{\epsilon_a} \right) \\
 \\
 \theta_2 : \text{température au temps } t_2 \quad \text{équilibre pour :} \\
 \quad W_2 = (\theta_2 - \theta_m) \left(\frac{1}{\epsilon_o} + \frac{1}{\epsilon_a} \right)
 \end{array} \right.$$

Cas particulier (échelon) :

$$\begin{array}{lll}
 \theta_1 = \theta_M & W_1 = W_M & t = 0 \\
 \theta_2 = \theta_m & W_2 = 0 & t > 0
 \end{array}$$

On en déduit :

$$\theta = \theta_m + (\theta_M - \theta_m) e^{-\frac{t}{\tau_\theta}}$$

Cette courbe de refroidissement est représentée sur la figure 9.

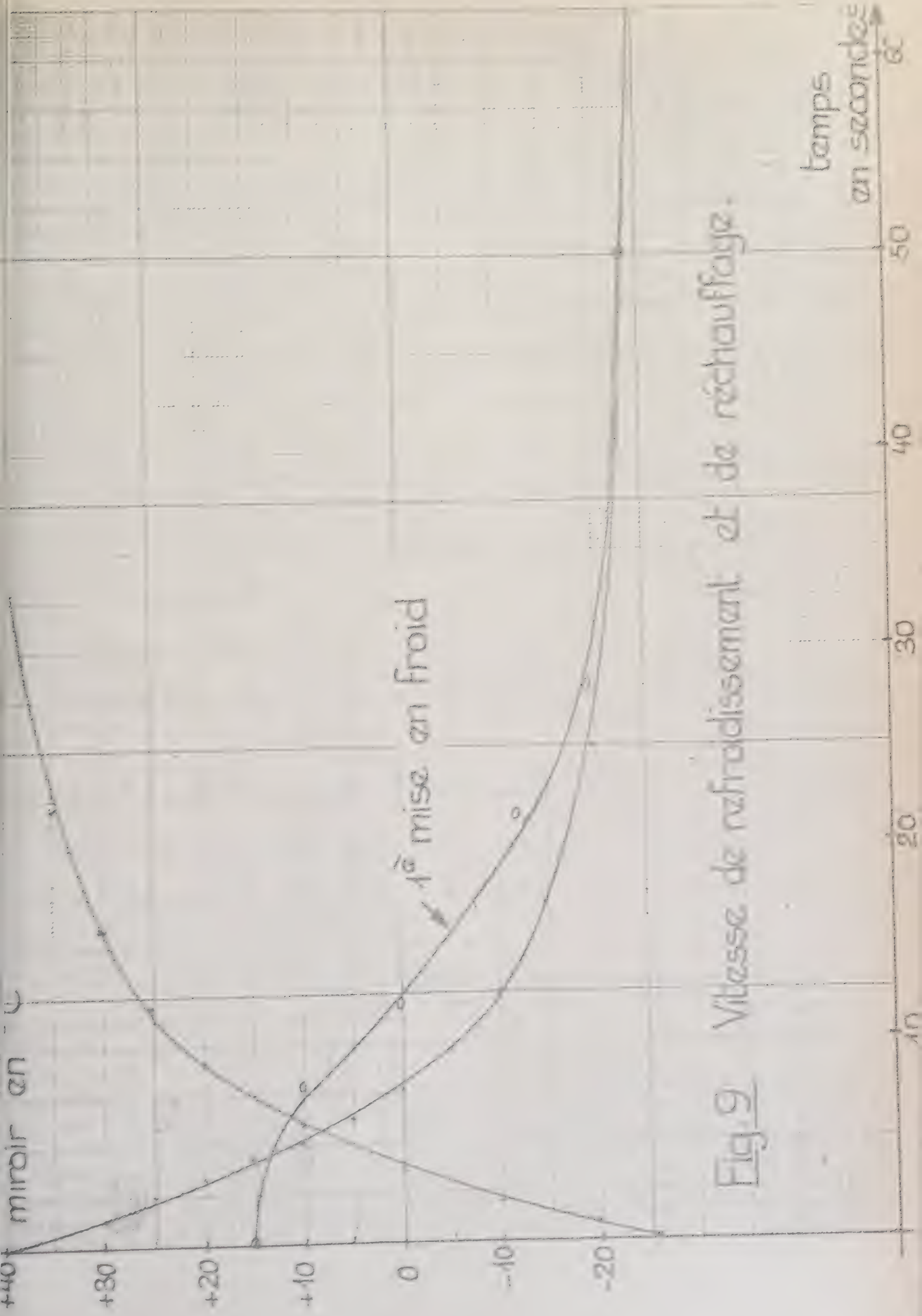


Fig. 9 Vitesse de refroidissement et de réchauffage.

La courbe de refroidissement expérimentale est sensiblement symétrique. De ces courbes, on déduit :

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_0 = - (\theta_M - \theta_m) \frac{1}{\tau_\theta}$$

$$\tau_\theta = - \frac{\theta_M - \theta_m}{\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_0}$$

Dans les conditions :

$$\begin{cases} \theta_M = 40^\circ\text{C}, \theta_m = -15^\circ\text{C} \\ \frac{d\theta}{dt} \approx -0,5^\circ\text{C/s} \\ \tau_\theta = \frac{0,5}{-1,5} = 10 \text{ secondes} \end{cases}$$

$$\chi = 0,33 \text{ Joules par degré Celsius}$$

3.3.5. Détermination de θ_m (figure 10)

En fonction de l'altitude et du fréon utilisé :

$$\theta_m = \frac{e_a \theta_o + e_o \theta_a}{e_a + e_o}$$

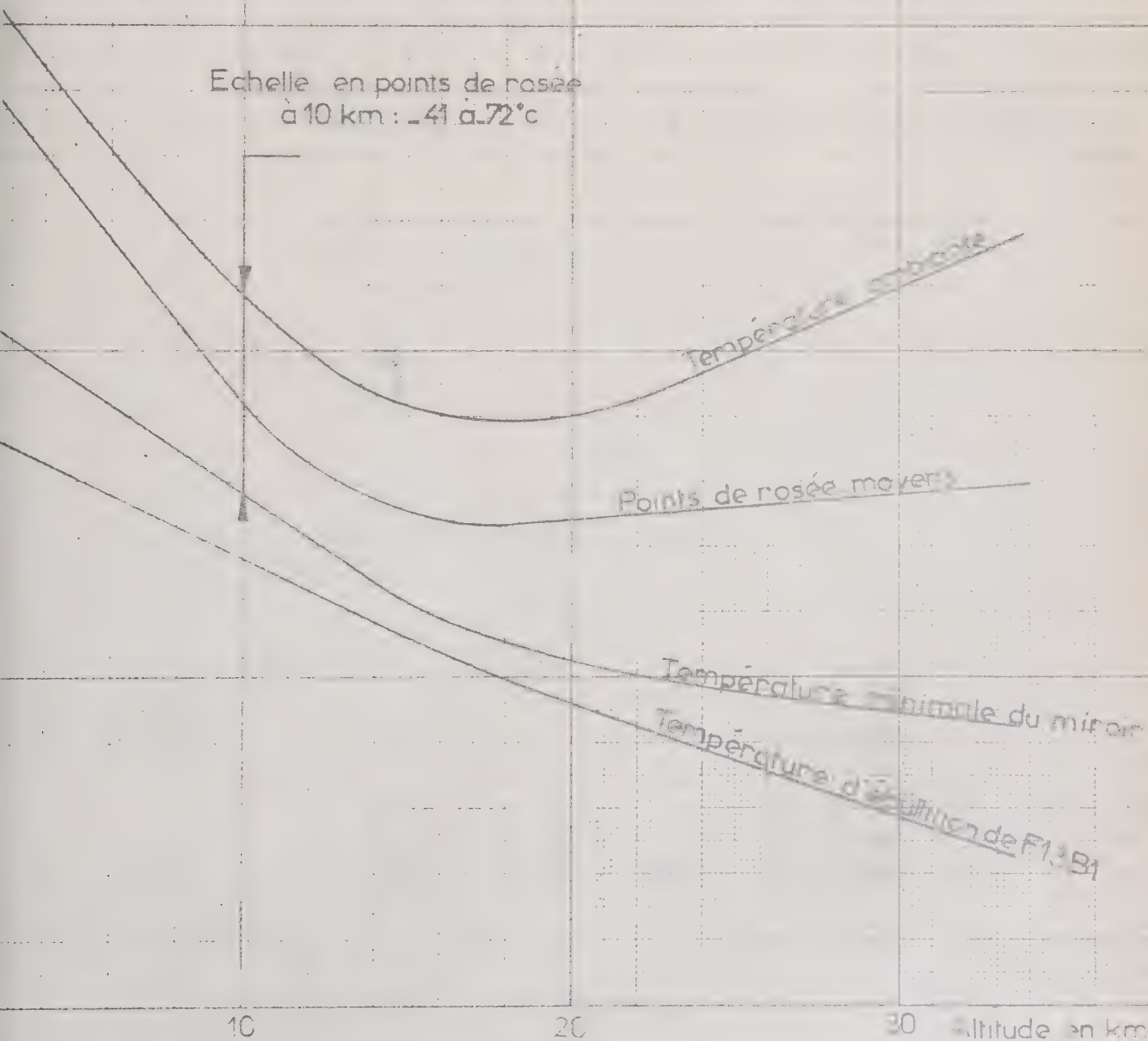
Nous connaissons approximativement les variations de θ_a en fonction de l'altitude entre 0 et 15 km. θ_o est la température d'équilibre du fréon utilisé, cette température dépend de la pression, donc de l'altitude.

La courbe de θ_m résultante est représentée sur la figure 10 pour du fréon 13.B.1. Nous avons également représenté les points de rosée en fonction de l'altitude.

Fig. 10

Variation avec l'altitude de l'échelle

en points de rosée



3.4. Circuit électronique.

Son schéma est représenté sur la figure 11.

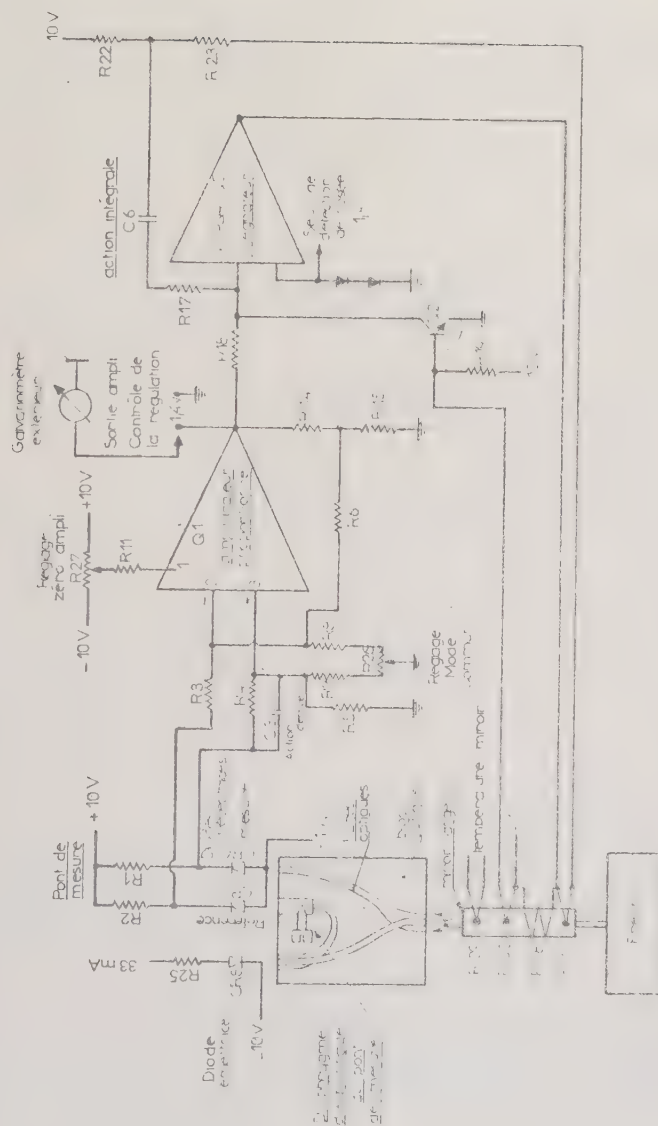
Il est normalement alimenté par ses batteries internes qui servent également à l'alimentation du circuit de l'hygromètre (± 10 V, 50 mA).

Pour ne pas consommer inutilement sur les batteries internes et conserver leur capacité intacte pour les tirs, il est possible d'alimenter les circuits de l'hygromètre à partir de batteries extérieures (± 10 V, 220 mA).

Les différentes fonctions de ce circuit seront décrites ultérieurement.

3.5. Mesure du point de rosée.

On a vu que le rayonnement infrarouge d'une diode AsGa (CR.8) éclaire le miroir par l'intermédiaire d'un faisceau de fibres optiques. Ce rayonnement est réfléchi, capté par un deuxième faisceau de fibres de verre et conduit à une diode (CR.6). Une deuxième diode réceptrice (CR.7) servant de référence est éclairée directement par une fraction du rayonnement, émis par CR.8, recueilli par un troisième faisceau de fibres et atténué plus ou moins par un diaphragme optique de façon à ce que les signaux en sortie de CR.6 et CR.7, U_1 et U_2 , soient égaux en l'absence de rosée sur le miroir, ou que la différence $U_2 - U_1 = \Delta U$ soit nulle. Du fait de la diffusion du flux lumineux par la rosée, U croît rapidement jusqu'à une valeur de saturation au fur et à mesure que la rosée se dépose. Une régulation est intervenue pour limiter le dépôt de rosée lorsque la température du miroir s'abaisse. Comme nous l'avons vu pour des raisons de dérive et de rapport signal à bruit, on limite le dépôt de rosée à un seuil correspondant à $\Delta U_s = 0,7$ Volt (figure 7).



R 25 - Thermistance de mesure de la température du réacteur

R 30 - Thermistance de protection immersion: 10 température du milieu à +40°C

R 28- Résistance chauffante du moteur

R 31— Thermistance de linéarisation du gain en puissance de l'amplificateur G3 G4 G5

Fig. 11 Bloc diagramme.

Lorsque $\Delta U - \Delta U_s = \xi$, l'amplificateur délivre une tension V proportionnelle aux bornes de la résistance chauffante. La température du miroir qui était devenue inférieure à la température de rosée θ_2 remonte et la rosée s'évapore. L'épaisseur du condensat va osciller autour de sa valeur de seuil et le rôle de la régulation à action dérivée, intégrale, proportionnelle, consiste à minimiser ces oscillations. Dans ces conditions, on observe un équilibre entre phase gazeuse et phase liquide * au voisinage du miroir dont la température est bien égale au point de rosée de l'air en essai.

3.6. Chaine de régulation - Stabilité.

3.6.1. Amplificateur électronique.

Le transfert entre la tension d'erreur et la tension V proportionnelle s'écrit en fonction de la pulsation ω :

$$\frac{V}{\xi} = \frac{K'}{C_2 p} \frac{1 + R_1 C_1 p}{1 + \frac{R_1 C_1 p}{2}} (1 + R_2 C_2 p) \tag{6}$$

avec $p = j\omega$

L'action dérivée a une constante de temps $R_1 C_1$. L'action intégrale a une constante de temps $R_2 C_2$. K' est une constante représentant le gain statique.

3.6.2. Expression du transfert entre la tension V appliquée et la variation de température du miroir.

- En régime permanent :

* Le condensat sur le miroir peut être de l'eau en surfusion à des températures très inférieures à 0°C. Ce n'est que pour des points de rosée inférieurs à - 40°C qu'on peut être certain d'avoir toujours affaire à des points de gelée. Dans le cas des sondages basses couches par fusée, on mesure pratiquement toujours des points de rosée.

V est appliquée aux bornes d'une résistance chauffante R_{28} .
 La puissance calorifique injectée sur le miroir est $W = \frac{V^2}{R_{28}}$; mais on introduit une thermistance $R_{31}(\theta)$, à la même température θ que le miroir, en parallèle sur R_{28} pour linéariser le transfert de V à W, quelque soit θ , de façon à conserver une vitesse de réchauffement du miroir sensiblement constante dans la plage d'utilisation courante.

La loi de variation de $R_{31}(\theta)$ est telle que :

$$W = \frac{V^2}{R_{28}} \left[\frac{R_{31}(\theta) + R_{23} + R_{22}}{R_{22}} \right]^2 = (\theta - \theta_m) \frac{C_a + C_o}{C_a - C_o}$$

d'où la condition de linéarité :

$$\left[\frac{R_{31}(\theta) + R_{23} + R_{22}}{R_{22}} \right]^2 = \frac{k}{\theta - \theta_m} \quad (7)$$

$$V = \sqrt{\frac{R_{28}}{k} \frac{C_a + C_o}{C_a - C_o} (\theta - \theta_m)} \quad (8)$$

$$R_{28} = 180 \, \Omega$$

$$R_{23} = 12 \, K\Omega$$

$$R_{22} = 130 \, K\Omega$$

$$R_{31}^{(25)} = 47 \, K\Omega$$

$$R_{31}^{(0)} = 125 \, K\Omega$$

$$R_{31}^{(-20)} = 390 \, K\Omega$$

$$\theta_m = -26 \, ^\circ C$$

On en déduit d'après (7) :

$$k = 105 \, ^\circ C$$

et :

$$\underline{V = 0,24 (\theta + 26)} \qquad \begin{array}{l} V \text{ en volts} \\ \theta \text{ en } ^\circ\text{C} \end{array} \qquad (9)$$

- En régime transitoire :

Une constante de temps d'intégration résulte de la capacité thermique χ et des résistances C_a et C_o . Cette constante vaut :

$$\tau_\theta = 10 \text{ s} = \frac{\chi}{\frac{1}{C_o} + \frac{1}{C_a}}$$

(6) s'écrit alors, vu la linéarité de l'équation (9) :

$$\frac{\Delta\theta}{\varepsilon} = \frac{K''}{C_{2p}} \frac{1 + \frac{R_1 C_{1p}}{2}}{1 + \frac{R_1 C_{1p}}{2}} (1 + R_2 C_{2p}) \frac{1}{1 + \tau_\theta p}$$

3.6.3. Expression du transfert entre la variation de température du miroir $\Delta\theta$ et le dépôt de rosée ou de glace Δn .

Il est très difficile d'exprimer cette loi qui dépend d'un très grand nombre de paramètres (en particulier du débit de l'air échantillonné). Le condensat, comme nous l'avons vu (photos 2, 3, 4), apparaît sous la forme d'un dépôt de très fines gouttelettes ou sous la forme de quelques cristaux de givre. Mais ce transfert correspond à une intégration car la rosée tend à disparaître complètement si $\theta = \theta_D + \Delta\theta$ et se dépose jusqu'à saturation si $\theta = \theta_D - \Delta\theta$. La constante de temps caractérisant cette intégration peut varier entre quelques secondes dans le cas d'un dépôt de givre jusqu'à quelques fractions de seconde dans le cas d'un dépôt de rosée. Elle varie également avec le débit d'air, son degré d'humidité et la géométrie de la chambre (surface du miroir, volume, etc...). L'appareil devant fonctionner dans des conditions les plus différentes possibles, l'hypothèse la plus défavorable correspond à une intégration du type $\frac{1}{j\omega} = \frac{1}{p}$.

3.6.4. Enfin au départ on correspond un signal électrique ξ_s proportionnel (voir fig. 7 du paragraphe 3.2.)

3.6.5. Expression complète du transfert et représentation du gain et du déphasage en fonction de la fréquence, en boucle ouverte.

Nous aboutissons à la formule générale de la tension de sortie ξ_s en fonction de l'erreur ξ en boucle ouverte.

$$\frac{\xi_s}{\xi} = \frac{K}{p^2} \frac{1 + R_1 C_1 p}{1 + \frac{R_1 C_1 p}{2}} \times \frac{1 + R_2 C_2 p}{1 + \tau_\theta p} \quad (10)$$

Application : figure 12.

$$R_1 C_1 = 0,33 \text{ s}$$

$$R_2 C_2 = 10 \text{ s}$$

$$\tau_\theta = 10 \text{ s}$$

3.6.6. Stabilité de la chaîne en boucle fermée et temps de réponse.

Pour que la chaîne soit stable, il faut que la courbe de gain coupe la droite 0dB avec une pente supérieure à -20 dB/décade, c'est-à-dire nécessairement le segment b (figure 12).

La fréquence de coupure est alors de l'ordre de $\frac{1,5}{R_1 C_1} = \omega_c$ et le temps de réponse est donné par la relation :

$$\omega_c T = \pi$$

$$T = \frac{\pi R_1 C_1}{1,5} \simeq 2 R_1 C_1$$

$$R_1 C_1 = 0,3 \text{ s}$$

$$T \simeq 0,6 \text{ s}$$

(Déphasage inférieur à 180°)

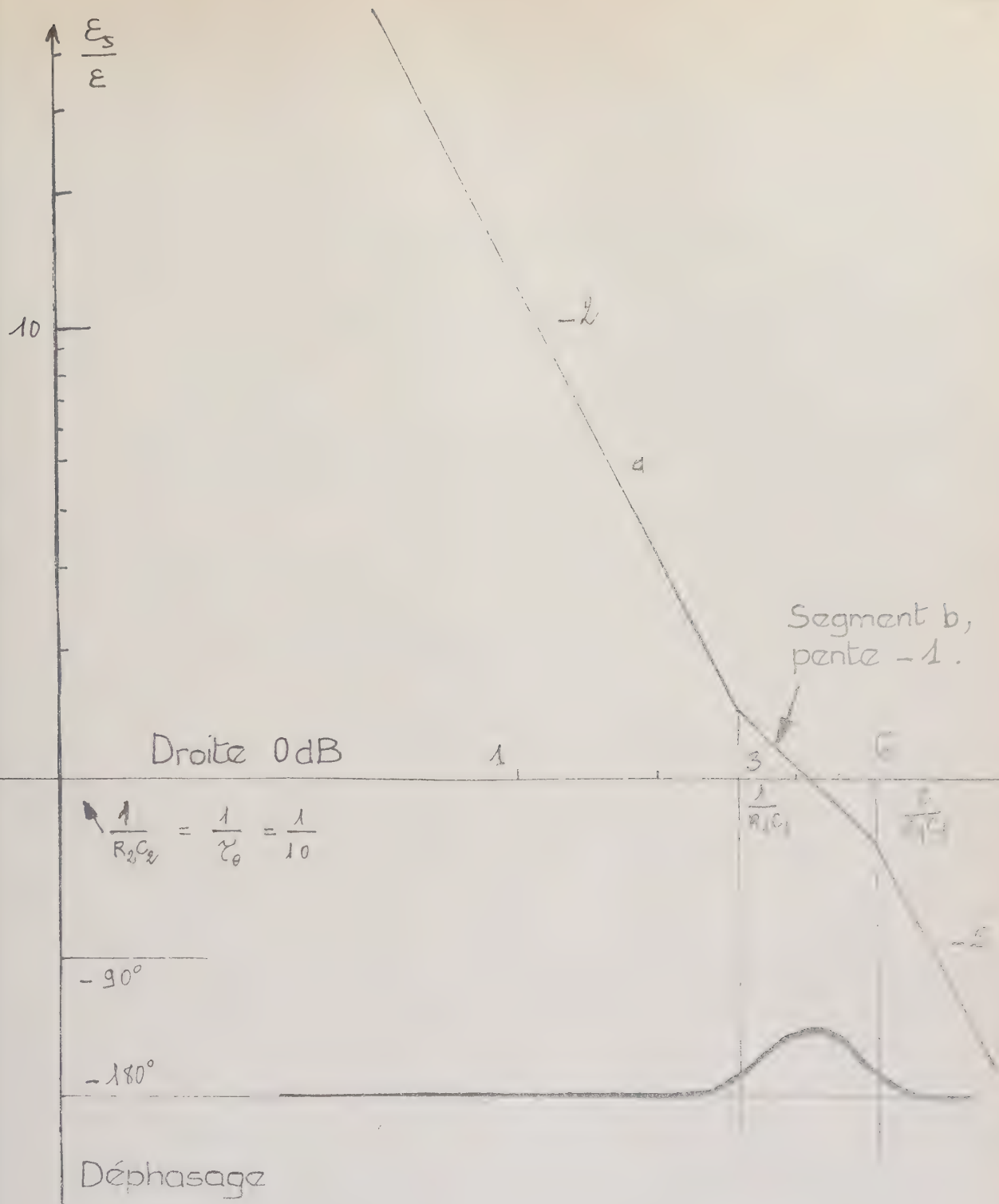


Figure 12

3.6.7. Protection de la chaîne. (fig-11)

Une thermistance de sécurité court-circuite, par l'intermédiaire du transistor Q.2, l'entrée de l'amplificateur de puissance dès que la température du miroir dépasse une valeur limite prédéterminée (40°C en général). En cas d'anomalie de fonctionnement, manque de fréon dans le réservoir par exemple, on ne risque pas la détérioration du bloc miroir due à un échauffement excessif.

4. MISE EN OEUVRE. PERFORMANCES ET ESSAIS.

4.1. Mesure des points de rosée.

4.1.1. Echelle en points de rosée.

Elle est fonction de la nature du fluide frigorigène utilisé, du débit et de la température de l'air en essai dans la chambre de mesure et de la pression au-dessus du bain réfrigérant, c'est à dire de l'altitude.

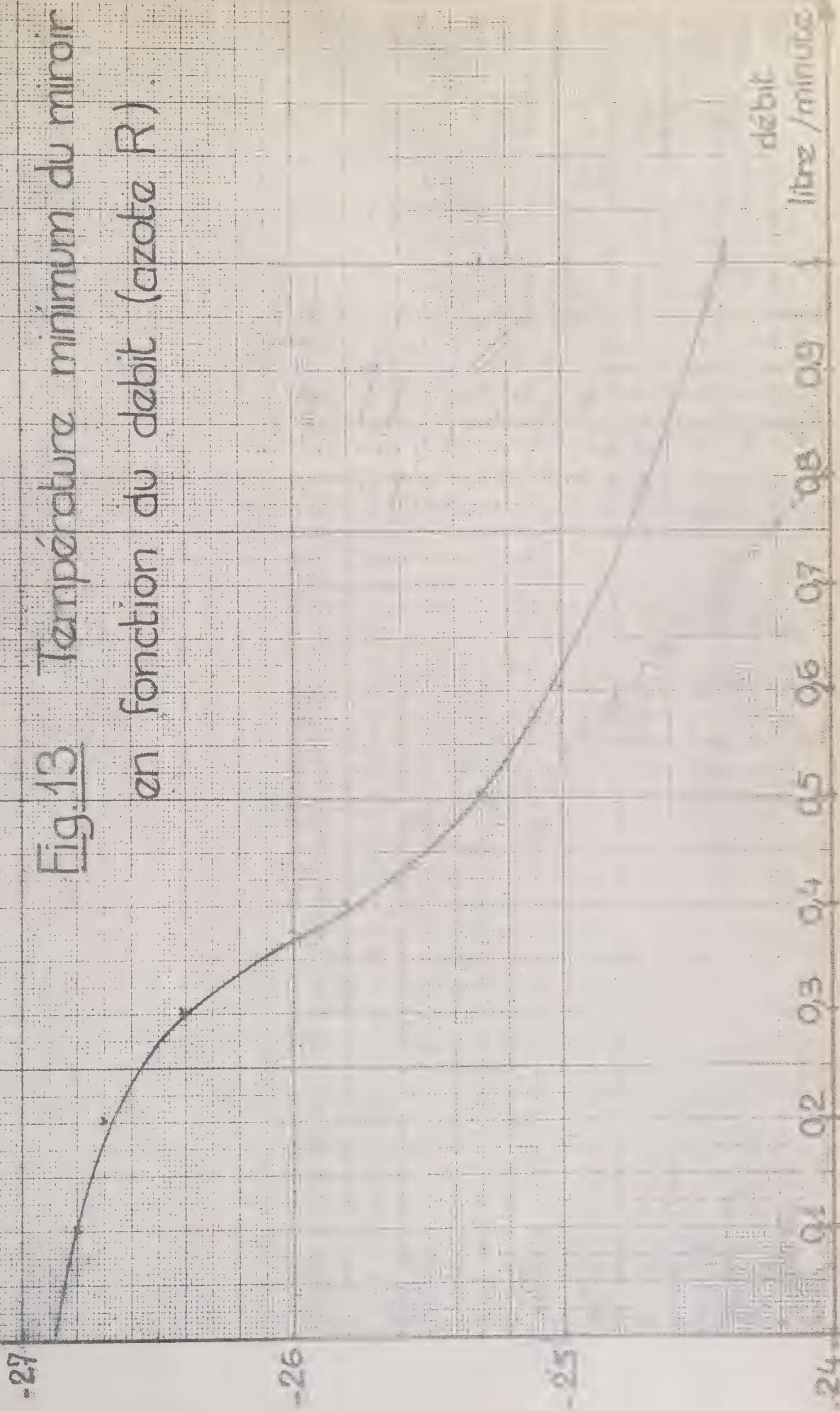
Dans le cas du fréon F.22, la température inférieure limite du miroir, au sol, est comprise entre - 30 °C et - 25 °C lorsque le débit de l'air en essai varie de 10 à 60 litres par heure (voir fig. 13). La variation de cette température est sensiblement linéaire avec l'altitude dans les dix premiers kilomètres. Au-delà, il faut utiliser du fréon F 13 B et les variations de la température inférieure du miroir sont représentées sur la figure 14. La mesure est effectuée à un débit de l'ordre de 6 l par heure. L'échelle est bornée supérieurement par la température de l'air en essai.

4.1.2. Précision.

La précision de mesure des points de rosée, est meilleure que $\pm 0,5$ °C tout au long de l'échelle. La fidélité de la mesure est dans ces conditions meilleure que $\pm 0,2$ °C (qualité de la thermistance).

du miroir en °C

Fig. 13 Température minimum du miroir
en fonction du débit (azote R)



Pour les points de gelée dont l'éventualité est peu probable lors de sondages ~~humide~~ ~~profonde~~, les valeurs deviennent respectivement $\pm 1\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $\pm 0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$.

4.1.3. Temps de réponse.

4.1.3.1. Cas des larges variations de température.

Le temps de réponse correspond au temps de refroidissement ou de réchauffage du miroir.

Mettons-nous dans le cas le plus défavorable : refroidissement de la température maximum θ_M à la température minimum θ_m $+10\text{ }^{\circ}\text{C}$ (l'appareil est conçu de telle sorte que les points de mesure à mesurer soit supérieurs de $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ à θ_m , quelque soit l'altitude).

$$\theta - \theta_m = (\theta_M - \theta_m) e^{-\frac{t}{\tau_\theta}}$$

Cas du fréon 22.

$$\begin{aligned} \theta_M &= 40\text{ }^{\circ}\text{C} & \tau_\theta &= 10\text{ s} \\ \theta_m &= -25\text{ }^{\circ}\text{C} \\ \theta_a &= 20\text{ }^{\circ}\text{C} \text{ (altitude zéro)} \\ \theta - \theta_m &= 10\text{ }^{\circ}\text{C} \end{aligned}$$

Le temps nécessaire pour atteindre $\theta_m + 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ se calcule aisément, il vaut : $t = 10,5\text{ s}$, la vitesse de refroidissement est alors : $\frac{d\theta}{dt} = 1\text{ }^{\circ}/\text{s}$.

La vitesse de réponse est donc dans tous les cas supérieure à $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ par seconde. Ce temps de réponse est très suffisant car les variations de température sont de quelques dixièmes par seconde et la vitesse de déplacement du vecteur de quelques mètres par seconde.

4.1.3.2. Cas de la régulation.

Nous avons vu que le temps de réponse de la chaîne de régulation pour de faibles variations était de l'ordre de la demi-seconde.

4.1.4. Caractéristiques de l'air en essai.

On a pu obtenir des données précises, des approximations de la loi de variation de la température et de la pression pour obtenir la température absolue T_h (°K) et la pression P_h (dyne/cm²) en fonction de l'altitude h (m) donnent des ordres de grandeur corrects :

$$T_h = T_0 - 0,0065 h$$

$$P_h = P_0 (1 - 0,0000226 h)^{5,235}$$

où T_0 et P_0 sont respectivement les valeurs de T_h et P_h au sol ($h = 0$).

Le débit du courant de l'air en essai dans la tête de mesure est mesuré par un débitmètre à orifice et à l'essai sous des conditions normales de température et de pression. Le débit de cet appareil, la précision des mesures n'est pas affectée, mais du fait que l'air est conduit à une augmentation de la vitesse de réponse et un débit plus élevé conduit à une réduction de l'incertitude sur l'évaluation de la limite supérieure de l'échelle en points de rosée (environ 0,15 °C/l/h).

4.1.5. Autonomie.

On a mesuré des données de rosée et de température mesurées, du débit de l'air en essai et de la température ambiante, de la puissance du réservoir et de son calorifugeage.

La figure 14 montre qu'elle varie pour l'hygromètre conçu pour le sondage des basses couches entre 30 minutes et 1 heure.

Point de rosée en °C

+20

+10

0

-5

-10

Fig. 14

Autonomie frigorifique

Autonomie en l'absence de rosée à -25°C 64 minutes

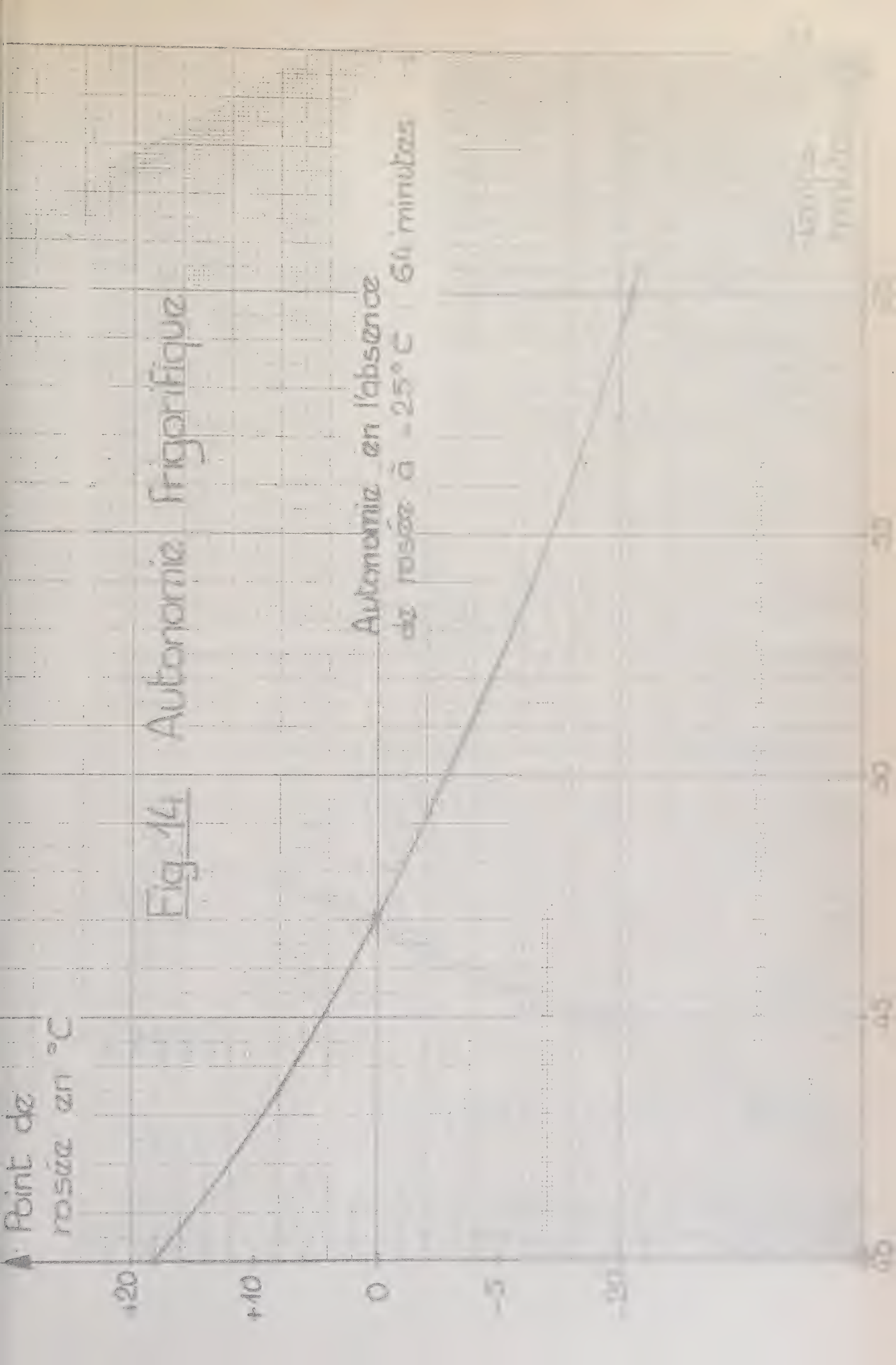
Temps min

60

45

30

20



Dans le cas des sondages troposphériques, l'autonomie frigorifique pour un débit de 20 l/h et pour une ascension du sol à 30 km est au minimum de 3 heures par kilogramme de fréon 13 BI, non compris la consommation de fréon due aux fuites thermiques mais en tenant compte de l'évaporation produite par la diminution de pression atmosphérique avec l'altitude.

4.2. Essais en vol.

4.2.1. But et préparation du vol.

Il s'agissait de vérifier le bon fonctionnement de l'appareil en mesurant l'hygrométrie des hautes couches de l'atmosphère : troposphère et passage de la tropopause.

L'hygromètre est utilisé sous la forme représentée sur la figure 14. Ce montage permet de faire le vide, de dégazer la chambre de mesure, et d'introduire de l'azote sec sous faible pression (quelques millibars correspondant à la pression à 30 km d'altitude). Un écran métallique permet l'isolement thermique du réservoir de fréon et des circuits électroniques. Une coiffe qui sera éjectée au plafond, enferme l'ensemble et le maintient sous faible pression d'azote sec.

Deux thermistances placées au niveau des circuits électroniques et des lignes de l'hygromètre contrôlent leur température et leur dérive éventuelle.

Une thermistance montée sur un bras mesure la température extérieure.

Au cours du vol, la nacelle contenant l'hygromètre se trouve à 50 mètres de l'électronique de mesure qui est elle-même accrochée au ballon par un câble de 50 mètres. Ceci permet d'éviter les perturbations hygrométriques dues au dégazage du bloc émetteur ou du ballon.

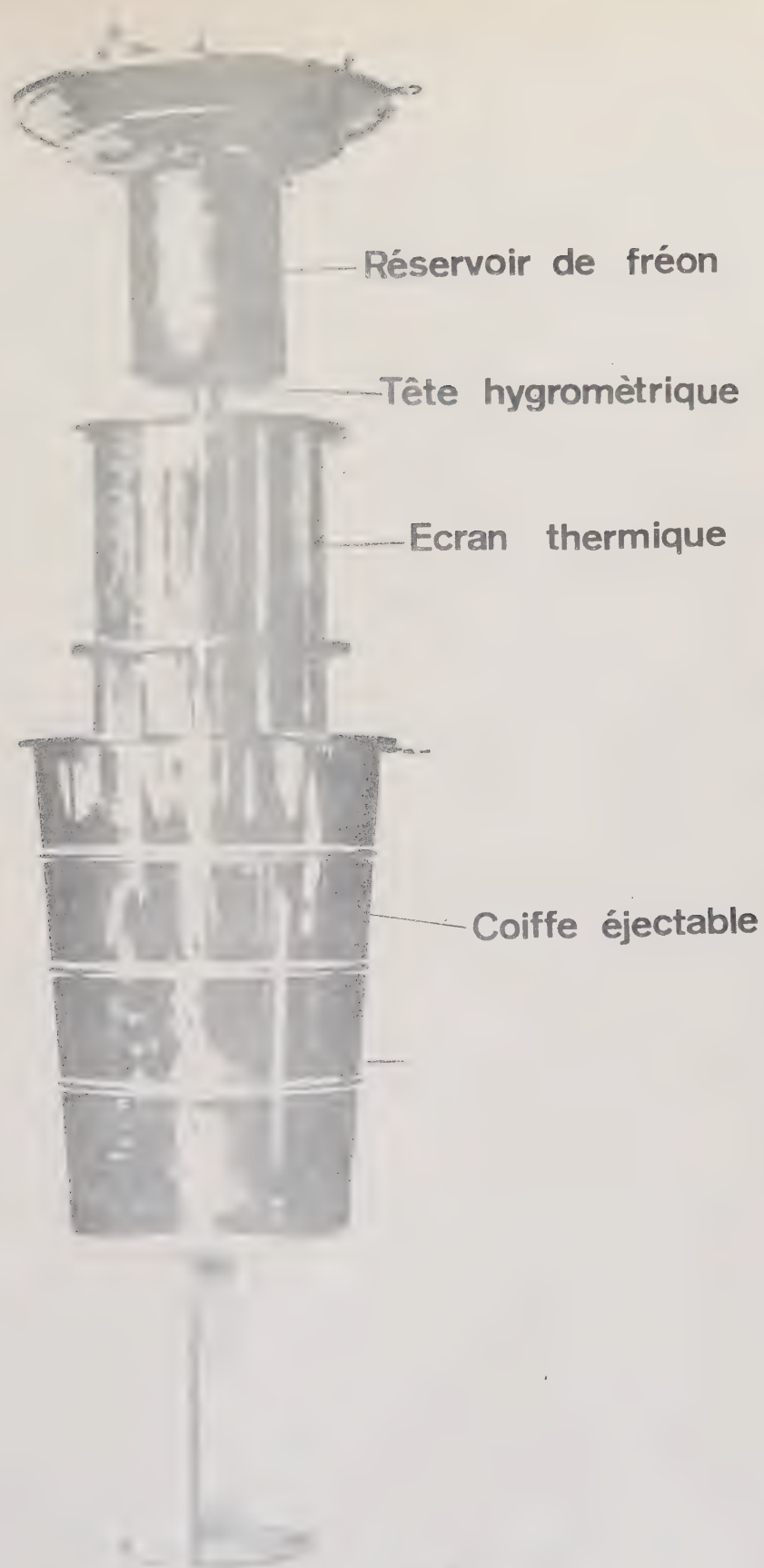


Fig. 14

L'ensemble plafonne un certain temps à son altitude limite, puis le ballon se détache ("SEPARATION") : l'hygromètre et l'électronique redescendent à une vitesse de quelques mètres par seconde, accrochés à un parachute.

4.2.2. Description du vol (photographie figure 15).

- Lieu de lancement : Aire-sur-l'Adour
- Date et heure de lancement : 29 octobre 1969 à 10 H 47 T.U.
- Heure d'arrivée au plafond : 12 H 20 T.U.
- Altitude du plafond : 8,5 mb (32 Km)
- Heure de la séparation : 13 H 02 T.U.
- Conditions météorologiques : couverture brumeuse entre 100 et 200 mètres environ au sol. Au-dessus, ciel clair. Tropopause à 150 mb (13.800 m - température 70 °C). Vent au sol à peu près nul.
- Profil du vol représenté sur les figures 16 et 17.

L'une des courbes correspond au radiosondage de Bordeaux du 29/10/69 à 12 H T.U.

L'autre correspond à la mesure effectuée en vol par la thermistance extérieure.

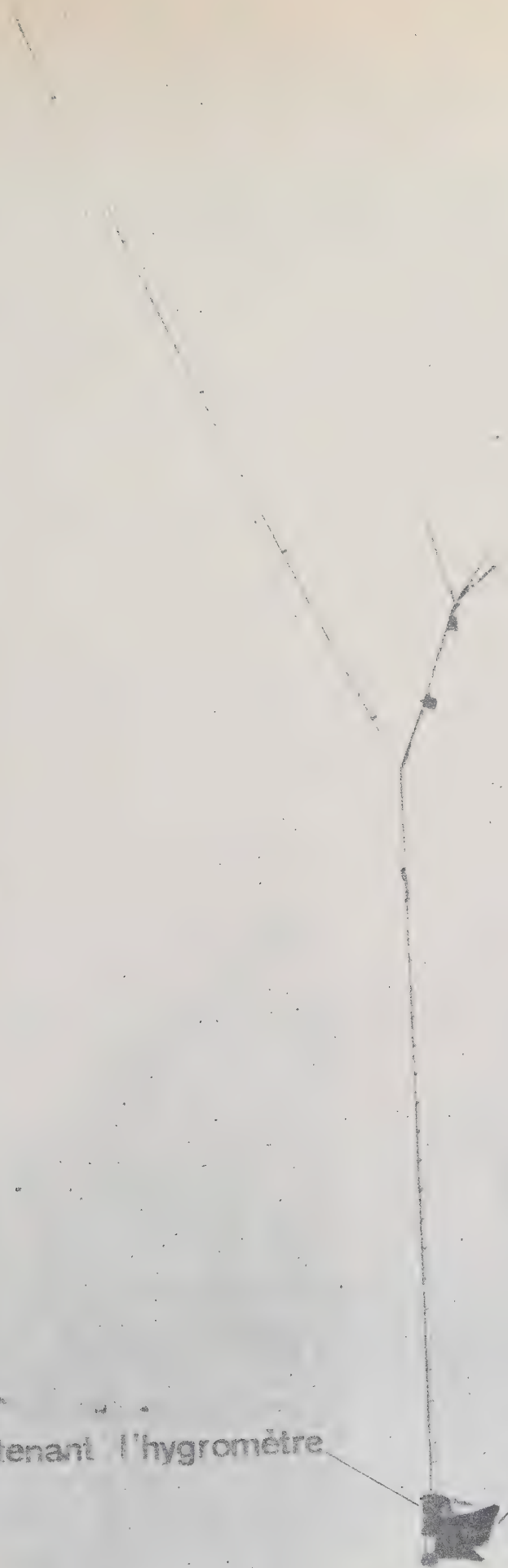
4.2.3. Appareillage technologique à l'intérieur de la nacelle.

Les deux thermistances placées respectivement au niveau des circuits électroniques et des diodes de l'hygromètre ont montré que l'ensemble ont descendu à des températures plus basses que prévues (- 30 °C au lieu de - 10 °C). D'autre part, les diodes de l'hygromètre n'avaient été appairées que pour une différence de température de 30 °C. Cependant, l'hygromètre a fonctionné correctement. En effet, à l'altitude de 10 mb, la température d'ébullition du fréon 13 B 1 est de - 124 °C, ce qui donne une température limite du refroidissement de - 110 °C environ. Or, l'appareil indiquait - 75 °C, ce qui montre que le dispositif de réchauffage fonctionnait.

Fig. 15

cellule contenant l'hygromètre

Répondeur radar



Graphique de la pression atmosphérique en fonction du temps

Pression
atmosphérique
en mb

Séparation

Fig. 15

Éjection de la cuvette

10h47

12h

13h

14h

15h

TU

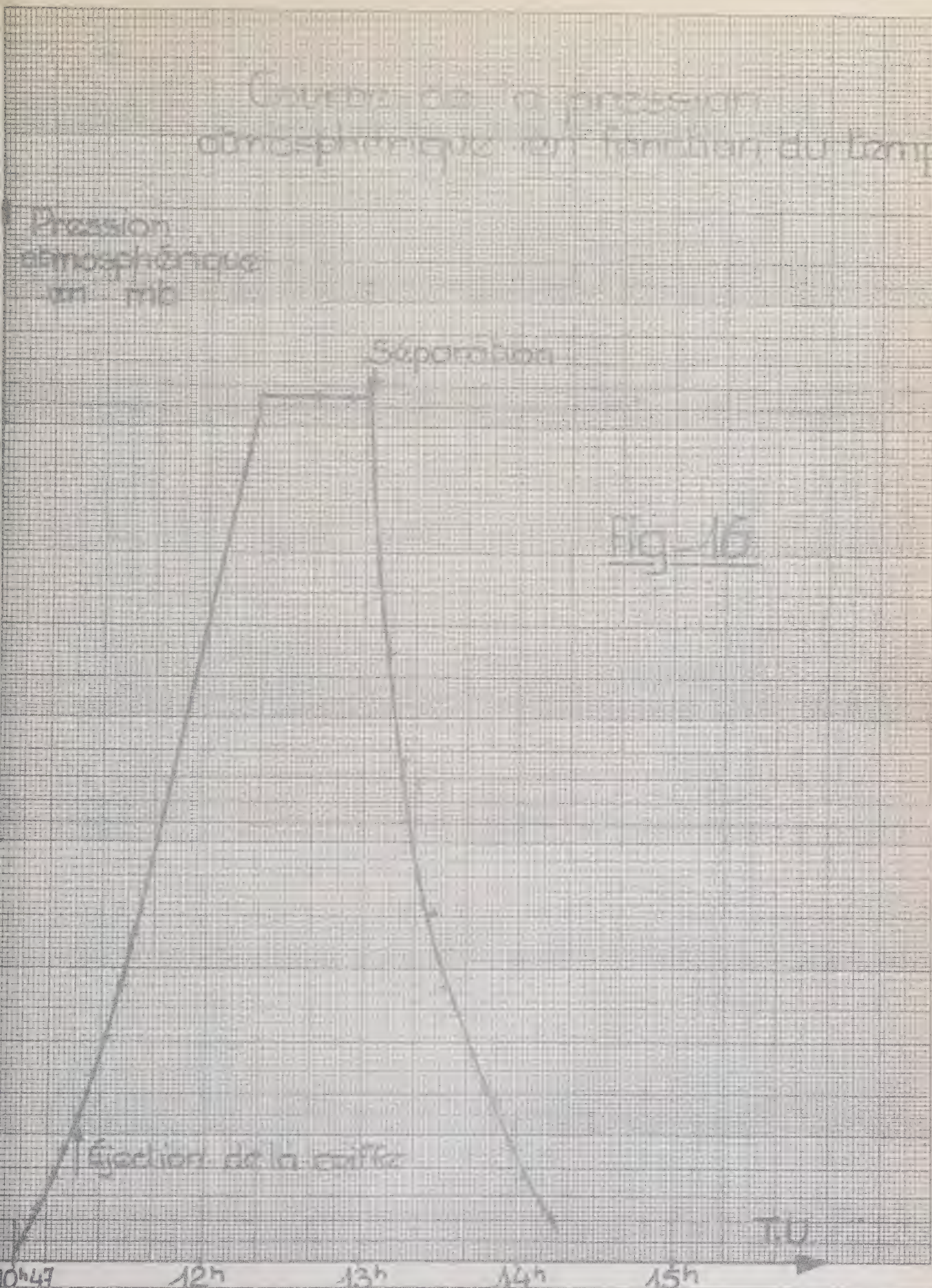
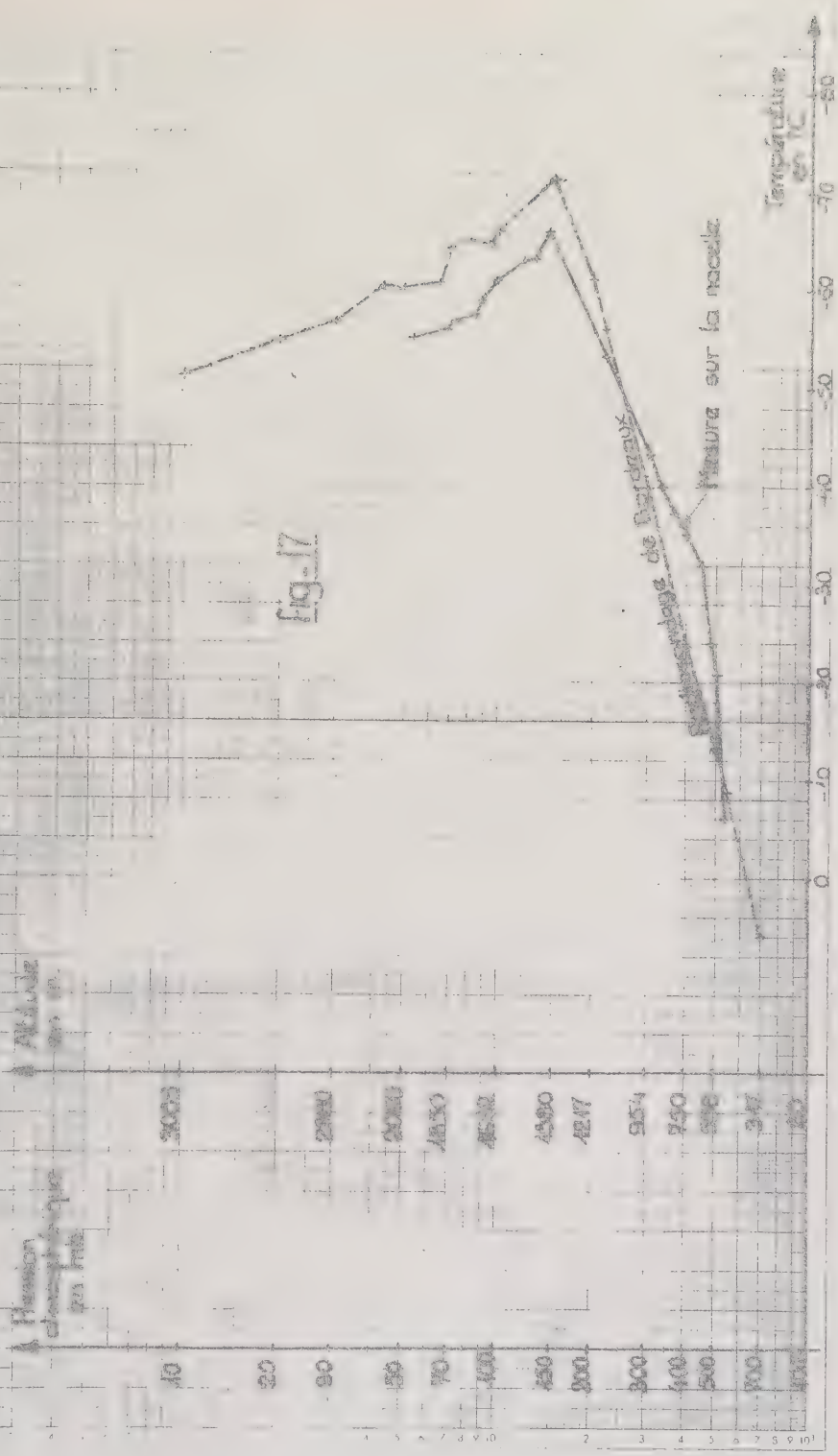


Fig-17



L'absence de dérive et la remontée brutale de la température 40 minutes après la séparation (tropopause) indiquent que l'appareil réguleit.

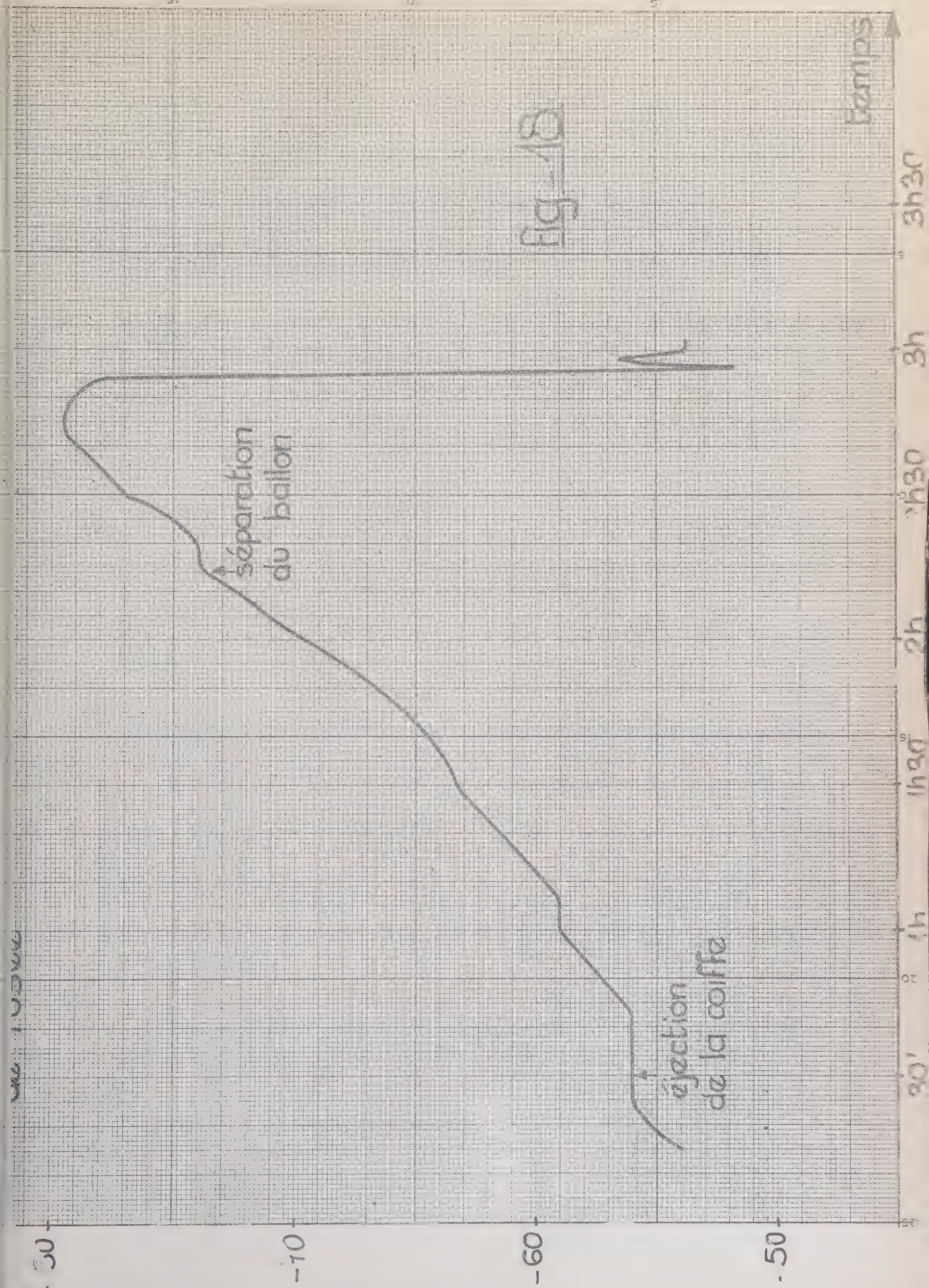
D'autre part, les oscillateurs pour la mesure des températures ont été testés jusqu'à $- 25^{\circ}\text{C}$ et les dérive en fréquence se sont révélées très faibles ($< 0,5\%$ pour $\theta_D \leq - 80^{\circ}\text{C}$).

Le bras supportant la thermistance s'est cassé au moment de la séparation : aucune mesure n'a été enregistrée au cours de la descente.

4.2.4. Point de rosée.

L'hygromètre a fonctionné correctement mais le dégazage de la nacelle paraît avoir été insuffisant tant au sol ($\theta_D = - 55^{\circ}\text{C}$) qu'au moment de la séparation $\theta_D = - 75^{\circ}\text{C}$ (on peut y ajouter le fait que la coiffe a été éjectée vers 6.500 m au lieu de l'être vers le plafond). A l'avenir, outre un dégazage plus important au sol, il conviendra d'avoir un plafond plus important, de l'ordre d'une heure et demie.

Les résultats sont représentés sur la figure 18. La quantité d'eau dégazée par les parois explique la décroissance progressive du point de rosée au plafond et après le moment de la séparation : elle a empêché les mesures aux altitudes les plus élevées.



ANNEXE I

LES PRINCIPES DE DIFFERENTS HYGROMETRES

1. HYGROMETRE A POINT DE ROSEE ELECTRONIQUE.

Principe : Mesure de la température d'un miroir refroidi, à la surface auquel on maintient un condensat d'épaisseur constante par détection photoélectrique (réalisation locale des conditions de saturation).

Echelle : De la saturation aux plus faibles humidités mesurables.

2. PSYCHROMETRE.

Principe : Mesure de la température de deux thermomètres, sec et humide, dans un courant d'air.

Echelle : 5 à 95 % Hr.

Inconvénients : Erreurs dues à une ventilation insuffisante à un mouillage défectueux de la mousseline, sensibilité très faible au-dessous de 0°C, appareils et tables spéciaux à haute température ou haute pression, la constante psychrométrique dépend de la nature du gaz mesuré.

3. ANALYSEUR INFRAROUGE.

Principe : Mesure du taux d'extinction d'un faisceau infrarouge dû à l'absorption par la vapeur d'eau.

Echelle : De la saturation à un point de rosée de - 60°C (selon le trajet d'absorption).

Avantages : Bonne rapidité de réponse.

Inconvénients : Electronique complexe, grande précision de mesure nécessaire aux plus faibles humidités, sensibilité aux variations de température et de pression.

4. HYGROMETRE A DIFFUSION.

Principe : Mesure de la pression de vapeur saturante dans une chambre fermée par une membrane semi-perméable (laissant seulement passer la vapeur d'eau).

Echelle : Définie par le manomètre utilisé.

5. HYGROMETRE ELECTRIQUE.

Principe : -a) Mesure de la résistance d'un matériau hygroscopique (Cl li : Dunmore ; Cl_2 Ca : Gregory ; $\text{SO}_4 \text{H}_2$: Weaver ; Argiles non cuites : Michtgarn ; coton ou cheveu : Alexander ; carbone : Kobayashi).

-b) Mesure de la capacité d'un matériau hygroscopique (Cl li : Shaw ; Al_2O_3 : Jason).

Echelle : Echelle normale : 30 à 90 % Hr (possibilité de mesure au-dessous de 30 % et au-dessus de 90 % Hr, mais avec des risques d'erreurs bien plus considérables).

6. HYGROMETRE A EQUILIBRE DE TENSIONS DE VAPEUR (DEWCELL).

Principe : Mesure de la température d'une solution saturée de chlorure de lithium dont la tension de vapeur est égale à celle de la vapeur d'eau dans l'atmosphère ambiante.

7. HYGROMETRE A ADSORPTION.

Principe : Mesure de la résistance superficielle du film d'eau adsorbé par un isolant.

8. HYGROMETRE MECANIQUE.

Principe : Variation de la longueur d'un cheveu ou d'une fibre hygroscopique (soie, coton, bois ...), déformation d'une membrane (peau de batteur d'or, papier).

9. HYGROMETRE COULOMETRIQUE.

Principe : Mesure du courant d'électrolyse d'un film d'anhydride phosphorique.

10. HYGROMETRE A BROUILLARD.

Principe : Mesure de la chute de pression juste nécessaire pour qu'un brouillard se forme dans un volume d'air soumis à une détente adiabatique, à une température et une pression déterminées.

11. HYGROMETRE HYPERFREQUENCE.

Principe : Mesure des fréquences de résonance d'une cavité remplie d'air humide ou d'air sec en hyperfréquence.

Avantages : Très grande sensibilité, très grande rapidité de réponse.

Inconvénients : Appareillage complexe, lourd et encombrant.

12. HYGROMETRE A FIL CHAUD.

Principe : Mesure de la résistance d'un fil chaud (catharomètre).

13. HYGROMETRE GRAVIMETRIQUE.

Principe : Mesure de la variation de masse d'un agent desséchant (P_2O_5 , SO_4H_2 , perchlorate de Mg, etc...)

etc...

ANNEXE II

1. Humidité spécifique dans l'air (ou concentration massique ou contenu en vapeur d'eau) (fig. A.II.1).

Définition : C'est le rapport (m_v) de la vapeur d'eau à la masse ($m_v + m_a$) de l'air humide, dans laquelle la masse m_v de vapeur d'eau est contenue.

$$q = \frac{m_v}{m_v + m_a}$$

Dans la pratique météorologique courante, cette grandeur diffère peu du rapport de mélange dont la définition est la suivante :

Le rapport du mélange (r) de l'air humide est le rapport de la masse (m_v) de la vapeur d'eau à la masse (m_a) de l'air sec avec lequel la vapeur d'eau est mélangée :

$$r = \frac{m_v}{m_a}$$

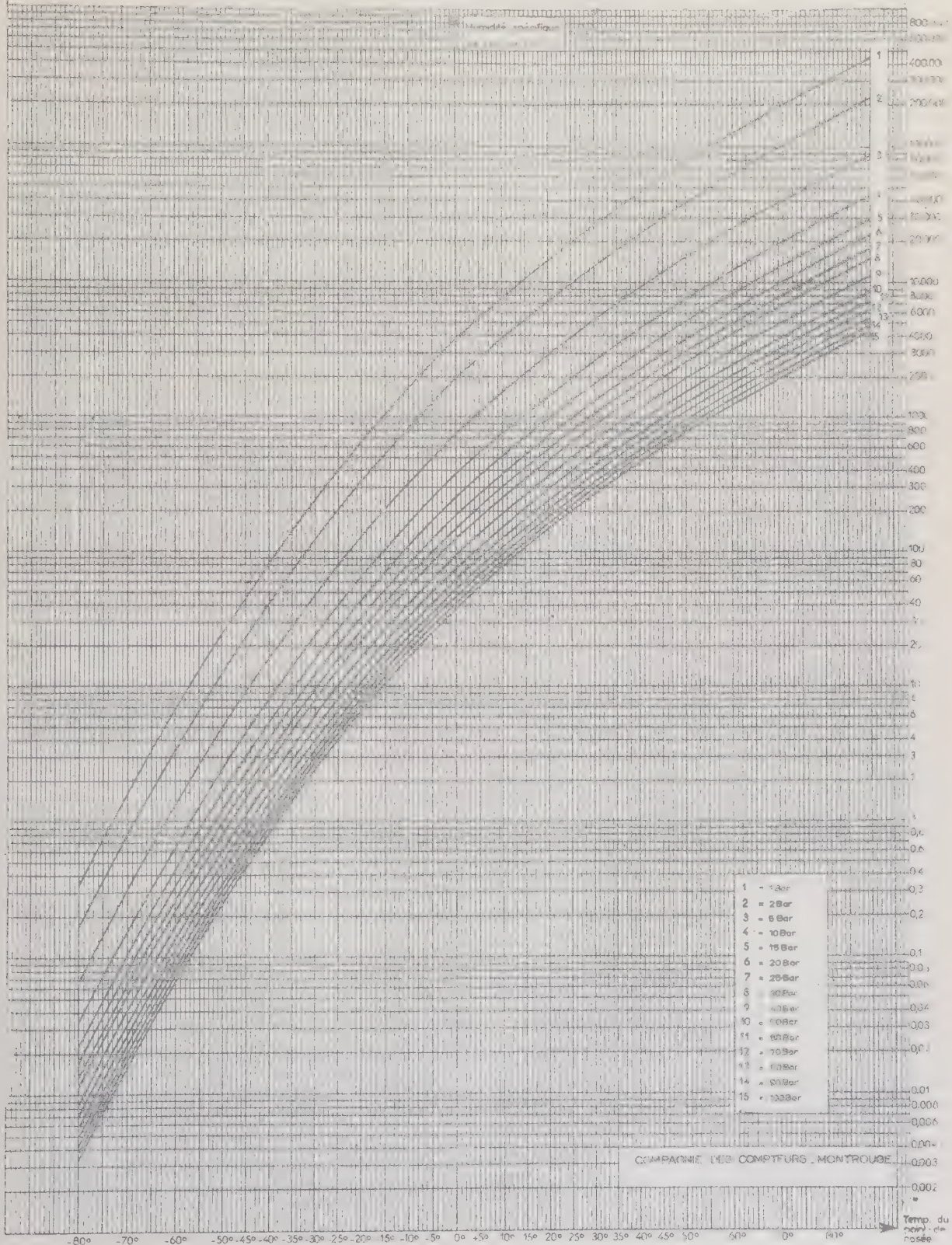
2. Humidité relative du gaz en fonction de la température de rosée pour différentes températures de l'échantillon (figure A.II.2).

Définition : L'humidité relative U (en pour cent) de l'air humide est définie par :

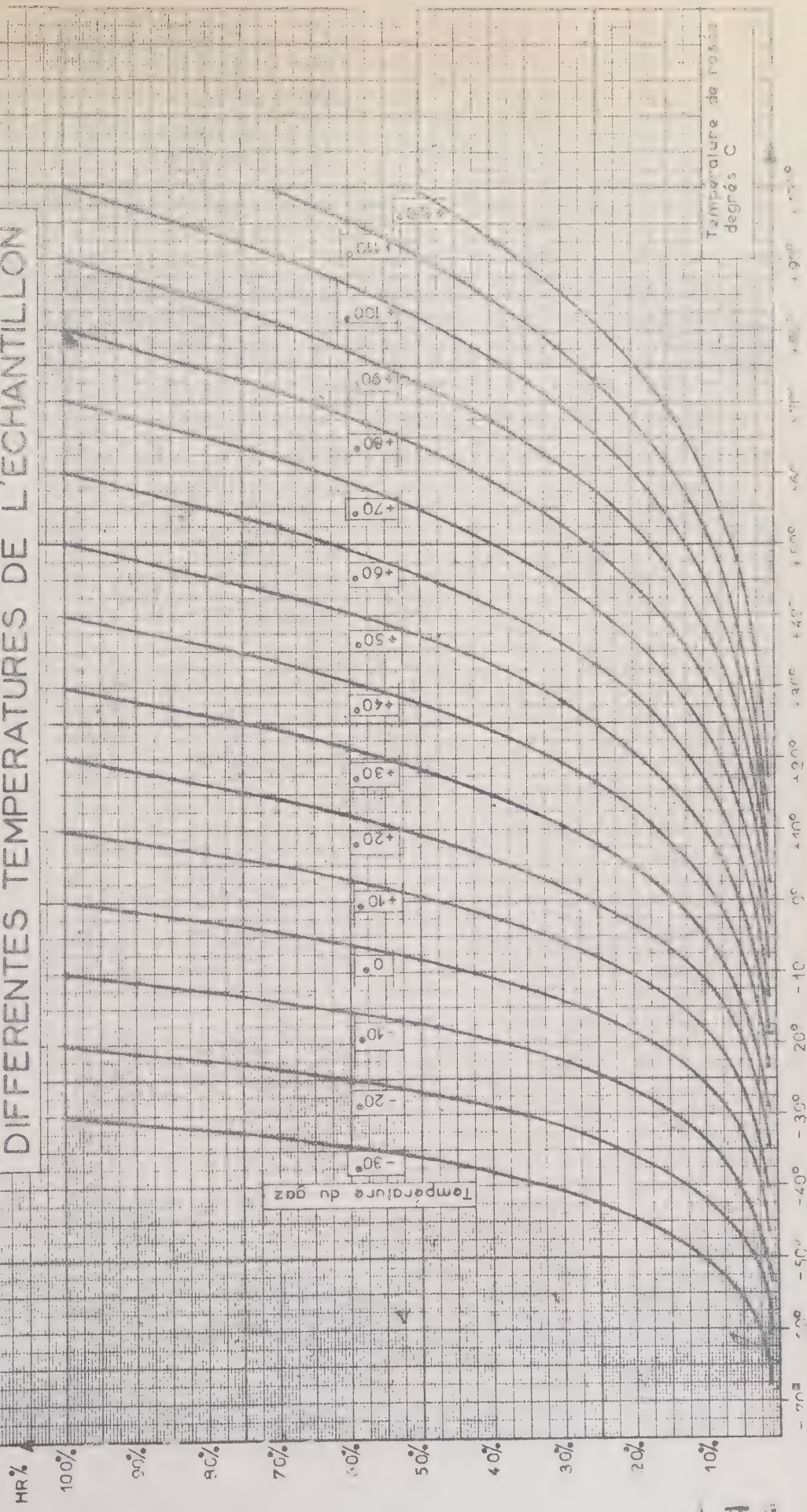
$$U = 100 \frac{r}{r_w}$$

où r est le rapport de mélange de l'air humide, à une pression p et à une température T , et r_w , le rapport de mélange à la saturation, à la même pression et à la même température.

HUMIDITE SPECIFIQUE DE L'AIR EN FONCTION DE LA
PRESSION DE L'ECHANTILLON A MESURER ET DE LA
TEMPERATURE DU POINT DE ROSEE



HUMIDITE RELATIVE D'UN GAZ EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DE ROSEE POUR DIFFERENTES TEMPERATURES DE L'ECHANTILLON



3. Concentration volumique de la vapeur à la saturation (fig. A.II.3).

Définition : Dans un mélange de vapeur d'eau et d'air sec, la concentration volumique de la vapeur d_v est définie comme étant le rapport de la masse m_v de vapeur au volume V occupé par le mélange.

$$d_v = \frac{m_v}{V}$$

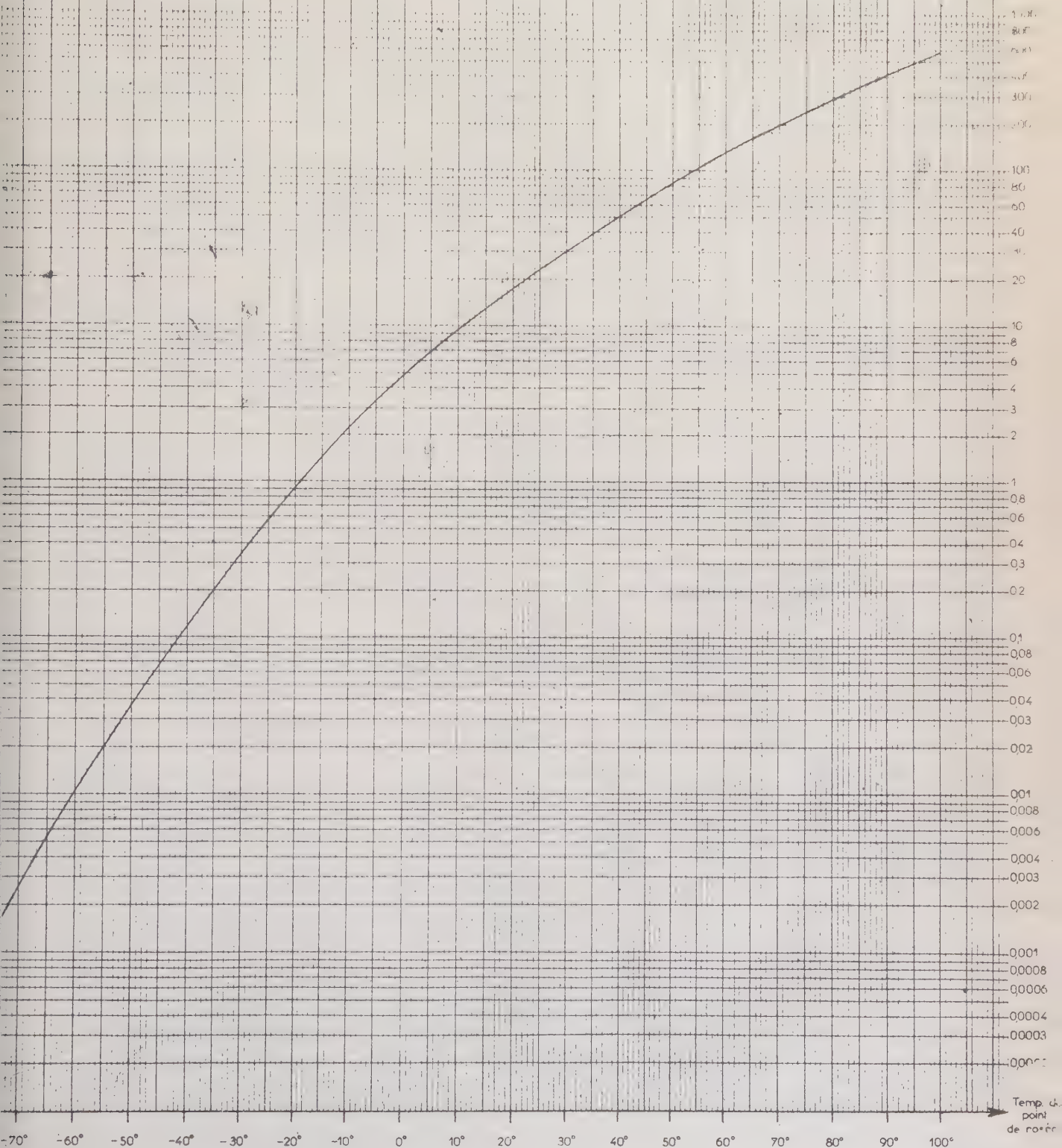
CONCENTRATION VOLUMIQUE

DE LA VAPEUR A LA SATURATION EN

FONCTION DU POINT DE ROSEE

(Pression Atmosphérique)

humidité absolue en g/m³



BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

- (1) - Brevet n° 1.583.127 du 2/9/1968.
SCHIEVING et TEBOUL - "Procédé et dispositif de mesure du pouvoir transmissif de l'atmosphère".
- (2) - Article à publier à la R.G.E. - CARNEL A. - KAPLAN C. et TEBOUL J.
"Théorie du transformateur de courant très haute tension utilisant l'effet Faraday".
- (3) - Brevet n° PV.69/13.152 déposé le 25/4/1969.
NONNOT R. - TEBOUL J. - "Dispositifs électro-optiques pour la transmission de signaux de mesure".
- (4) - . BRIOT - Analyse en ligne par absorption infrarouge, essai de prospective.
(Communication au Congrès International MESUCORA 1967).

BRUIT

- (5) - FUKUI H. Available power gain, noise figure, and noise measure of twoports and their graphical representations.
(IEEE Transactions on Circuit Theory).
- (6) - POITEVIN - Le bruit dans les réseaux linéaires.
(Onde Electrique - Tome XLVII).
- (7) - GIANOLA - Photovoltaic noise in silicon broad Area Pn junctions.
I. A. P. - January 1956).

- (8) - Van der ZIEL - Theory of Junction Diode and Junction Transistor noise.
(Proceedings of IRE - March 1958).
- (9) - Van der ZIEL - Equivalence of the Collective and the Corpuscular theories of Noise in Junction Diodes.
(IRE Transactions on Electron Devices - 1961).
- (10) - CHENNETTE, Van der ZIEL - Accurate Noise Measurements on Transistors.
(IRE Transactions on Electron Devices - March 1962).
- (11) - Van der ZIEL - Gate Noise in Field Effect Transistors at Moderately high Frequencies.
(Proceedings of IEEE - March 1963 - n° 3).
- (12) - Van der ZIEL - Small-signal, high Frequency Theory of field Effect transistors.
(IEEE Transactions on Electron Devices - April 1964 - n° 4).
- (13) - Optimization of Preamplifiers for Detection of Short Pulses of Light with Photodiodes.
(Applied Optics - Sept. 1966 - vol. 5 - n° 9).
- (14) - BOREL J. - Etude du schéma équivalent du transistor à effet de champ.
(Onde Electrique - n° 476 - novembre 1966).
- (15) - DESCHAMPS J., J.G. LE SCORNET - Préamplificateur de charge à faible bruit pour détecteur au germanium.
(Revue de Physique Appliquée - Tome 2 - juin 1967 - p. 114)
- (16) - BERGER T., BROOKNER E. - Practical Design of Infrared Detector Circuits.
(Applied Optics - July 1967 - vol. 6 - n° 7).

- (17) - Lewis SMITH, D.H. SHEINGOLD - Noise and Operational Amplifiers Circuits.
(Analog Dialogue - vol. 3 - n° 1 - March 1969).

COMPARATEUR OPTIQUE.

- (18) - VLASSON M.K., TEREKHOV Yv. V. - Light conducting characteristics of plastic scintillating fibers.
(UDC.539.1.074.3).
- (19) - Câbles conducteurs de lumière flexibles d'Iéna.
(Revue d'Iéna - N° spécial 1965).
- (20) - WERTS A. - Propagation de la lumière cohérente dans les fibres optiques.
(Onde Electrique - n° 474 - sept. 1966).
- (21) - MORITA E., TAKASE M. - Angular distribution of light emitted from the optical fiber bundle.
(Japan J. Applied Physics - 6 - 1967 - p. 414-415).

HYGROMETRIE.

- (22) - W.B.K. MIDDLETON, A.F. SPILHANS - Meteorological Instruments - Chap. IV.
(The measurement of Atmospheric Humidity).
- (23) - ORGANISATION METEOROLOGIQUE INTERNATIONALE - Publication n° 79.
Définitions et spécifications de la vapeur d'eau dans l'atmosphère.
1951.
- (24) - A. WEXLER, BROMBACHER W.G. - Methods of measuring humidity and testing hygrometer.
NBS Circular 512 - September 1951.
- (25) - ROULLEAU, TRONCHON - Météorologie générale - Tome 1 : structure verticale de l'atmosphère.
1952 - Gauthiers-Villars éd.

- (26) - E. VASSY - Physique de l'atmosphère.
1956 - Gauthiers-Villars.
- (27) - E. GRIFFITHS - Practical considerations of hygrometer principles.
Suppl. au Bulletin de l'Institut International du Froid - Annexe 1956-2.
- (28) - H.L. PENMAN - Humidity.
Chapman and Hall Limited, London - 1958.
- (29) - KOBAYASHI - Investigations on Hygrometry.
Papers in Meteorology and Geographics, vol. XI, n° 2/4, 1960, pp. 213-338.
- (30) - A. WEXLER - Humidity and Moisture.
Vol. 1 { 12 - The basic process of the dewpoint hygrometer - R.G. WYLIE
 { 14 - A frost point hygrometer for use at low frost points.
Vol. 2 { 54 - Applications of hygrometry to meteorology - K. SHOWALTER
 { 57 - Adsorption technique for the collection of water vapor
 { in the upper atmosphere - S. STEINBERG.
 { 59 - Frost point hygrometer measurements in the stratosphere
 { and the problem of moisture contamination - H.J. MASTENBROOK
 { 60 - Water vapor in the atmosphere - D.C. HUTCHERSON.
Reinhold publishing corporation - 1963.
- (31) - V.I. MIKHAILENKO, A.A. MOTUZOVA - Classification of methods for measuring
the humidity of gaseous media.
Translated from Izmeritel'naya Tekhnika - n° 4 - pp. 52-53, April 1968.
- (32) - R.E. RUSKIN - Measurement of atmospheric dewpoint from aircraft.
Naval Research Laboratory Report 6725, June 12, 1968.
- (33) - A. MALINOWSKI - A method for dynamic determination of the dew (or frost)
point and its application to radiosond humidity.
Journal of Scientific Instruments, serie 2, vol. 2, 1969.

Vu et approuvé

Paris, le 13 avril 1970

Le Doyen de la Faculté des Sciences de Paris

Marc ZAMANSKY.

Vu et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Robert MALLET.

